



Calibration de l'expérience VIRGO : de l'étalonnage du détecteur à la recherche de signaux de coalescences binaires avec l'interféromètre central

Olivier Véziant

► To cite this version:

Olivier Véziant. Calibration de l'expérience VIRGO : de l'étalonnage du détecteur à la recherche de signaux de coalescences binaires avec l'interféromètre central. Cosmologie et astrophysique extragalactique [astro-ph.CO]. Université de Savoie, 2003. Français. NNT : . tel-00003111

HAL Id: tel-00003111

<https://theses.hal.science/tel-00003111>

Submitted on 10 Jul 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des particules

Thèse

présentée à

l'Université de Savoie

pour obtenir le titre de

Docteur en sciences, Spécialité : Physique des particules

par

Olivier VÉZIAN

**Calibration de l'expérience VIRGO :
de l'étalonnage du détecteur à la recherche de
signaux de coalescences binaires avec l'interféromètre
central**

Soutenue le 05 mai 2003 devant le jury composé de

M.	BARSUGLIA	
J.	COLAS	Président
J.	DUMARCHEZ	
F.	FIDECARO	Rapporteur
F.	MARION	Directeur de thèse
F.	RICCI	Rapporteur

Table des matières

Introduction	1
1 Relativité Générale et ondes gravitationnelles	3
1.1 La Relativité Générale	3
1.1.1 Les équations d'Einstein	3
1.1.2 Linéarisation des équations d'Einstein	4
1.1.3 Solution de l'équation d'Einstein dans le vide	6
1.2 Génération d'ondes gravitationnelles	8
1.2.1 Solutions de l'équation d'Einstein en présence d'une source	8
1.2.2 Luminosité d'une source d'ondes gravitationnelles	8
1.3 Les sources astrophysiques	9
1.3.1 Les sources impulsives	9
1.3.2 Les pulsars	10
1.3.3 Les coalescences d'objets compacts	11
1.4 Les enjeux d'une détection directe d'ondes gravitationnelles	11
2 La détection des ondes gravitationnelles	15
2.1 Principe d'une détection interférométrique	16
2.1.1 Effet d'une onde gravitationnelle sur deux masses tests	16
2.1.2 Interféromètre de Michelson	18
2.1.3 Bruit de puissance pour une détection en continu	18
2.2 Optimisation de la sensibilité d'un détecteur interférométrique	21
2.2.1 Modulation frontale	21
2.2.2 Limite quantique et <i>shot noise</i>	23
2.2.3 Cavités Fabry-Perot	24
2.2.4 Recyclage de la lumière	26
3 Le détecteur VIRGO	29
3.1 Introduction	29
3.2 L'interféromètre	29

3.2.1	Configuration optique	29
3.2.2	Configuration mécanique	32
3.2.3	Système à vide	32
3.2.4	Stratégie de contrôle	34
3.2.5	Sensibilité	34
3.3	Modulation et extraction du signal d'onde gravitationnelle	39
3.4	L'interféromètre central (CITF)	40
3.5	Les autres détecteurs interférométriques	41
4	Calibration de l'électronique du système de détection	43
4.1	La chaîne électronique associée aux photodiodes	44
4.2	La carte électronique de démodulation	47
4.2.1	Offset	47
4.2.2	Filtre de mise en forme	47
4.2.3	Gains relatifs et coefficients du filtre	48
4.2.4	Déphasage relatif entre les voies en phase et en quadrature d'une même carte électronique	53
4.3	L'oscillateur local	55
4.3.1	Spécification	55
4.3.2	Procédure d'étalonnage et résultats	57
4.3.3	Lecture du fichier d'étalonnage	57
4.4	Conclusions	57
5	L'étalonnage de l'interféromètre central	59
5.1	Configuration optique et stratégie de contrôle	60
5.1.1	Interféromètre de Michelson (E0, E1)	62
5.1.2	Interféromètre de Michelson recyclé (E2, E3)	62
5.1.3	Interféromètre de Michelson recyclé et système d'injection (E4)	63
5.2	Le miroir suspendu et ses actionneurs	65
5.2.1	Le filtre passe bas	65
5.2.2	Fonction de transfert des bobines	66
5.2.3	Réponse mécanique	69
5.2.4	Reconstruction du déplacement différentiel des miroirs de l'interféromètre de Michelson	69
5.2.5	Mesure de la réponse du miroir et de ses actionneurs	73
5.3	La réponse optique	77
5.3.1	Mesure du gain optique	77
5.3.2	Filtres anti-repliement	78

5.4	Le système de contrôle	79
5.5	La fonction de transfert en boucle fermée	79
5.5.1	Le principe de la mesure	79
5.5.2	Le retard de la chaîne	81
5.5.3	Mesure de la réponse à une excitation	82
5.5.4	Couplage avec l'asservissement du mode commun (E4)	86
5.6	Etude des courbes de sensibilité	89
5.6.1	Du signal de frange noire à la sensibilité en déplacement	89
5.6.2	Vérifications de la validité de la courbe de sensibilité	89
5.7	Evolution et limitations de la sensibilité du CITF	91
6	La reconstruction	95
6.1	Le suivi de la réponse du détecteur	97
6.1.1	Réponse optique	97
6.1.2	Fonction de transfert de la boucle fermée	100
6.2	Test de reconstruction sur des données de E4	106
6.2.1	Le filtrage temporel	106
6.2.2	Mise à jour des coefficients de filtrage	108
6.2.3	Réduction de la composante basse fréquence dans le signal reconstruit	110
6.2.4	Analyse de l'efficacité de la procédure	110
6.2.5	Adéquation de la reconstruction avec les besoins de l'analyse	115
6.3	Conclusions	118
7	Etalonnage optique de VIRGO	119
7.1	Système de mesure	121
7.2	La source lumineuse	121
7.2.1	Le choix de la longueur d'onde	122
7.2.2	La puissance de la source lumineuse	123
7.3	Contrôle de la puissance de la source lumineuse	124
7.4	Le pilotage	126
7.4.1	Le générateur de signaux	128
7.4.2	L'envoi aux actionneurs	130
7.4.3	Le contrôle du système optique	130
7.5	Installation expérimentale	131
7.5.1	Les enceintes à vide	131
7.5.2	L'angle d'incidence du faisceau d'étalonnage sur le miroir	131
7.5.3	Les photodiodes	133
7.5.4	La procédure d'alignement	134

7.5.5	Le design optique	136
7.5.6	Caractérisation	139
7.6	Conclusions	143
8	Recherche de coalescences binaires : éléments d'analyse	147
8.1	Signal attendu	148
8.2	Filtrage optimal	150
8.3	Mise en place de l'algorithme	152
8.4	Test sur des données simulées	153
8.4.1	Les données simulées	154
8.4.2	Configuration de l'analyse utilisée	154
8.5	Test sur des données du run E4	157
8.5.1	Monitoring de la distance horizon	159
8.5.2	Analyse de candidats (données brutes)	160
8.5.3	Analyse comparative (données reconstruites)	163
8.6	Conclusion	167
	Conclusion	169
A	Incertitudes sur le module et la phase d'une fonction de transfert	171
A.1	RMS observé	171
A.2	Résultats	173
A.3	Vérification	173
B	Fonctions de transfert et gains optiques des runs techniques	175
B.1	E0	176
B.2	E1	177
B.3	E2	178
B.4	E3	179
B.5	E4	180

Introduction

La théorie de la relativité générale prédit l'existence des ondes gravitationnelles, véritables *rides* de courbure de l'espace-temps, se propageant à la vitesse de la lumière. Toutefois les effets en sont si faibles qu'il a été pendant longtemps impensable de pouvoir les mettre en évidence. Ceci explique que la recherche des ondes gravitationnelles n'ait véritablement commencé qu'au début des années 60, avec la construction des premiers détecteurs résonnants. Mais malgré des progrès technologiques constants visant à améliorer la sensibilité de ce type de détecteurs, les ondes gravitationnelles ont toujours échappé à une détection directe. La seule preuve expérimentale de leur existence est indirecte. Elle est à mettre à l'actif de J.Taylor et R.Hulse qui ont observé une décroissance de la période orbitale du pulsar PSR1913+16, décroissance en parfait accord avec une perte d'énergie par rayonnement gravitationnel.

Aujourd'hui de grands espoirs sont placés dans des détecteurs d'un type nouveau, utilisant l'interférométrie, pour lesquels on attend une plus grande bande passante et une sensibilité deux à trois ordres de grandeur meilleure que les détecteurs existants. Des prototypes de quelques dizaines de mètres de longueur ont en effet pu montrer qu'avec les progrès accomplis dans les domaines des isolateurs sismiques, des lasers ou de la fabrication de miroirs de grande qualité, il était dorénavant possible de détecter des ondes gravitationnelles sous réserve d'avoir des bras de quelques kilomètres de longueur.

Cette perspective a conduit à la construction de plusieurs interféromètres de grande échelle dans le monde impliquant des collaborations américaine (LIGO), germano-britannique (GEO), japonaise (TAMA). La collaboration franco-italienne VIRGO achève l'installation, près de Pise en Italie, d'un interféromètre avec des bras de 3 km dont la prise de données doit débuter fin 2003. La partie centrale de l'interféromètre dont l'installation a précédé la construction des bras a été opérationnelle en 2001 permettant ainsi de mettre en œuvre un petit interféromètre (CITF) utilisé pour tester la technologie développée pour VIRGO. Celui-ci a permis au cours des années 2001 et 2002 d'enregistrer les premières données techniques de l'expérience.

Ce travail de thèse porte de façon générale sur la calibration des données du CITF. Il recouvre les différentes étapes permettant d'extraire des informations physiques à partir du signal mesuré par le détecteur. Il traite ainsi de l'étalonnage d'un élément important qu'est l'électronique de lecture des photodétecteurs, de la caractérisation de la fonction de réponse globale du détecteur permettant de déconvoluer les données recueillies des effets instrumentaux, avant d'aborder l'étape finale qui consiste à appliquer des algorithmes de recherche de signaux de coalescences binaires aux données convenablement calibrées. Ce travail a également été consacré à la mise en œuvre d'un dispositif nouveau permettant d'agir sur les miroirs de l'interféromètre à des fins d'étalonnage.

Les premiers chapitres de ce mémoire sont consacrés à un bref rappel sur la physique des ondes gravitationnelles ainsi que sur les principes mis en œuvre pour leur détection, avec un accent particulier mis sur les choix effectués pour l'expérience VIRGO.

Le chapitre 4 décrit le travail de caractérisation mené sur l'électronique du système de détection. Le niveau de la puissance lumineuse en sortie de l'interféromètre est tel qu'un réseau de capteurs est nécessaire pour en faire la mesure. Ceci conduit à devoir réaliser un étalonnage de chacune des voies afin que l'ensemble puisse être considéré comme un photodétecteur unique.

Nous abordons ensuite au chapitre 5 la mesure, la caractérisation et l'exploitation de la réponse globale du détecteur, impliquant différents aspects de celui-ci qui seront passés en revue. La connaissance de la réponse du détecteur permet d'évaluer sa sensibilité, et les progrès obtenus en la matière au cours du *commissioning* du CITF seront présentés et discutés.

Le chapitre 6 est consacré à un autre aspect de la réponse du détecteur qui est sa variation au cours du temps. Il est nécessaire de réaliser un suivi de celle-ci afin notamment d'être en mesure de "reconstruire" les données, c'est-à-dire de produire une série temporelle affranchie des effets instrumentaux. Les premiers essais en ce sens seront présentés.

Nous décrivons au chapitre 7 le développement d'un nouveau dispositif optique permettant d'agir sur les miroirs de l'interféromètre pour caractériser la réponse de celui-ci. Ce système, utilisant la pression de radiation d'un laser auxiliaire, doit apporter de la redondance par rapport au moyen d'action utilisé actuellement et notamment une moindre dépendance par rapport au système d'asservissement de l'interféromètre. La mise en œuvre et les performances du système dans ses aspects optique, électronique et informatique seront exposées.

Enfin dans le chapitre 8, nous abordons l'étape suivante d'analyse physique au travers d'un algorithme de recherche de signaux émis par des coalescences binaires. L'algorithme est tout d'abord présenté et testé sur des données simulées. Il a en suite été mis à l'épreuve des données du CITF, pour évaluer le niveau de bruit de celui-ci ainsi que pour vérifier les conséquences de la procédure de reconstruction appliquée aux données.

Chapitre 1

Relativité Générale et ondes gravitationnelles

Les ondes gravitationnelles sont une prédiction caractéristique de la théorie de la relativité générale formulée par Einstein. Historiquement, Einstein les soupçonna très tôt, dès 1916, comme une conséquence de sa jeune théorie : il montra en effet que l'approximation en champ gravitationnel faible, appliquée aux équations de la relativité générale, pouvait conduire à une équation de propagation du même genre que celle qui régit les ondes lumineuses dans la théorie électromagnétique. Par analogie, il nomma les solutions de cette équation de propagation “ondes gravitationnelles”.

Pendant longtemps ces ondes gravitationnelles ont été considérées par les physiciens comme de purs objets mathématiques, sans grande réalité physique. Depuis une trentaine d'années des équipes développent des détecteurs afin de mettre en évidence de manière directe l'existence de ces ondes gravitationnelles. Seuls des événements violents mettant en jeu des objets astrophysiques sont susceptibles d'émettre un rayonnement gravitationnel suffisamment intense pour être détecté. Dans ce chapitre, nous présenterons les quelques éléments de la théorie de la Relativité Générale propres à ces ondes, puis nous discuterons des différentes sources astrophysiques produisant un rayonnement potentiellement détectable avec un interféromètre.

1.1 La Relativité Générale

1.1.1 Les équations d'Einstein

La théorie de la Relativité générale repose sur une nouvelle vision géométrique de la gravitation basée sur l'exploitation du principe d'équivalence. Ce principe permet en effet de ne plus décrire la gravitation comme une force indépendante de l'espace dans lequel elle

agirait, mais introduit l'idée nouvelle qu'elle puisse être la manifestation d'une courbure de l'espace due à la présence de matière. On parle alors d'espace courbe dans lequel les objets se déplacent suivant des géodésiques. Les géodésiques dépendent de la géométrie de l'espace-temps qui elle-même dépend de la présence de matière. Cette relation étroite entre la distribution de matière et la courbure de l'espace est exprimée dans les équations d'Einstein :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, G la constante de gravitation universelle, $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie-impulsion qui décrit la distribution de matière-énergie, R le scalaire de courbure, $R_{\mu\nu}$ le tenseur de Ricci. Ce tenseur est fonction de $g_{\mu\nu}$ et est lié à la courbure de l'espace.

En contractant cette équation avec $g^{\mu\nu}$ on obtient :

$$R = \frac{8\pi G}{c^4}T \quad (1.2)$$

On peut donc écrire l'équation d'Einstein sous une forme équivalente :

$$R_{\mu\nu} = -\frac{8\pi G}{c^4}S_{\mu\nu} \quad (1.3)$$

$$\text{où } S_{\mu\nu} = T_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}T$$

1.1.2 Linéarisation des équations d'Einstein

Les équations d'Einstein sont non linéaires et il est par conséquent difficile d'en trouver les solutions exactes. Un moyen de contourner cette difficulté est de résoudre les équations dans l'approximation de champ faible, c'est à dire de considérer la métrique de l'espace-temps $g_{\mu\nu}$ comme celle d'un espace plat de Minkowsky $\eta_{\mu\nu}$ faiblement perturbé par les effets gravitationnels $h_{\mu\nu}$:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad \text{avec} \quad |h_{\mu\nu}| \ll 1 \quad (1.4)$$

Dans cette approximation de champ faible l'équation d'Einstein 1.3 s'écrit :

$$\square^2 h_{\mu\nu} - \frac{\partial h^\beta_\nu}{\partial x^\beta \partial x^\mu} - \frac{\partial h^\alpha_\mu}{\partial x^\alpha \partial x^\nu} + \frac{\partial h^\alpha_\alpha}{\partial x^\mu \partial x^\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4}S_{\mu\nu} \quad (1.5)$$

L'équation étant covariante, elle reste valable dans tous les système de coordonnées. On peut donc effectuer un changement de système de coordonnées, appelé changement de jauge, simplifiant l'écriture des équations d'Einstein. Le choix le plus adapté est de travailler en système de coordonnées harmoniques pour lequel :

$$g^{\mu\nu}\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} = 0 \quad (1.6)$$

où $\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda}$ est la connexion affine :

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} = \frac{1}{2}g^{\sigma\lambda} \left(\frac{\partial g_{\nu\sigma}}{\partial x^{\mu}} + \frac{\partial g_{\mu\sigma}}{\partial x^{\nu}} + \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^{\sigma}} \right) \quad (1.7)$$

En utilisant cette propriété du système de coordonnées harmoniques on obtient au premier ordre en h :

$$\frac{\partial h_{\lambda}^{\alpha}}{\partial x^{\alpha}} = \frac{1}{2} \frac{\partial h_{\alpha}^{\alpha}}{\partial x^{\lambda}} \quad (1.8)$$

L'équation de propagation de la perturbation de la métrique s'écrit alors dans ce système de coordonnées :

$$\square^2 h_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} S_{\mu\nu} \quad (1.9)$$

L'intérêt des équations d'Einstein linéarisées est multiple. D'abord elles permettent des calculs simples et des interprétations physiques assez directes lorsque les effets de la gravitation consistent en de petites corrections à l'espace plat de la relativité restreinte, ce qui est notamment le cas du système solaire. Ensuite l'équation, avec $S_{\mu\nu} \equiv 0$ montre l'existence d'un rayonnement gravitationnel pouvant se propager même en l'absence de source :

$$\square^2 h_{\mu\nu} = 0 \quad (1.10)$$

Autrement dit, même dans le vide, le champ de gravitation peut ne pas être identiquement nul.

1.1.3 Solution de l'équation d'Einstein dans le vide

La théorie d'Einstein linéarisée précédente nous montre que de petites perturbations gravitationnelles peuvent se propager dans un espace-temps de Minkowski. Considérons l'équation 1.10 qui caractérise la propagation d'ondes de gravitation libres dans cet espace. Elle admet pour solution des ondes planes monochromatiques se propageant à la vitesse de la lumière :

$$h_{\mu\nu} = e_{\mu\nu} e^{ikx} \quad (1.11)$$

où k est le quadri-vecteur d'onde et $e_{\mu\nu}$ sont des tenseurs de Lorentz symétriques définissant les amplitudes de l'onde et devant vérifier l'équation de jauge et l'équation de propagation.

$$\begin{cases} k_\mu k^\mu = 0 & (a) \\ k_\mu e^\mu{}_\nu = \frac{1}{2} k_\nu e^\nu{}_\mu & (b) \end{cases} \quad (1.12)$$

Le tenseur $e_{\mu\nu}$ étant symétrique, il possède *a priori* dix composantes indépendantes ; cependant, les quatre conditions de jauge (1.12 b) fournissent quatre contraintes supplémentaires, réduisant ainsi le nombre de composantes indépendantes à six. L'invariance dans les transformations de jauge permet d'effectuer un changement de coordonnées.

$$x^\mu \rightarrow x'^\mu = x^\mu + \varepsilon^\mu(x) \quad (1.13)$$

Dans ce nouveau système de coordonnées il est possible de choisir le quadri-vecteur ε^μ tel que nous n'ayons plus que 2 composantes indépendantes et imposant pour $e_{\mu\nu}$ les contraintes suivantes [7] :

$$e_{0\nu} = 0 \quad (1.14)$$

$$e_{11} = -e_{22} \quad (1.15)$$

Dans le cas d'une onde plane se propageant dans la direction Oz dans le sens des z croissants, l'équation s'écrit :

$$h = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} e^{i(kz - \omega t)} \quad (1.16)$$

où $h = (h_+ e_+ + h_\times e_\times) e^{i(kz - \omega t)}$ avec

$$e_+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad e_\times = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

On remarque que dans ce système de coordonnées la matrice de $e_{\mu\nu}$ a une trace nulle et que les ondes gravitationnelles sont transverses comme les ondes électromagnétiques. Ces propriétés ont donné au repère le nom de jauge TT (Transverse, Traceless).

Les deux composantes ε_+ et ε_\times correspondent aux solutions physiques décrivant les deux polarisations de l'onde gravitationnelle. On passe d'une polarisation à l'autre par une rotation de 45° autour de l'axe de propagation de l'onde. La figure 1.1 représente l'évolution de la métrique au passage d'une onde gravitationnelle. La solution générale de l'équation de propagation est donc une superposition de ces ondes.

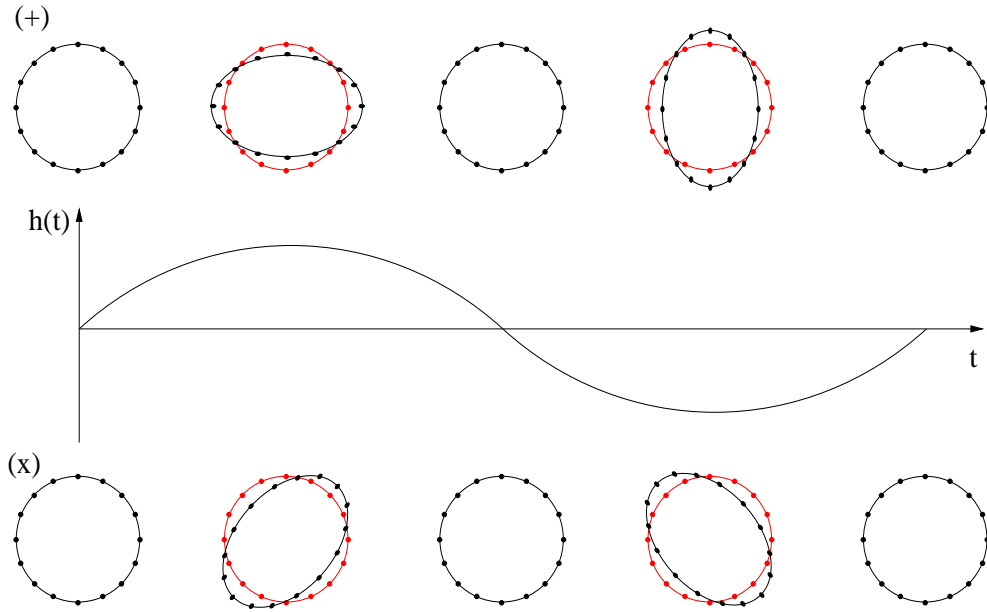


FIG. 1.1 – Effet du passage d'une onde gravitationnelle polarisée \times ou $+$ en incidence normale sur un anneau de masses-test. Dans les deux cas il y a simultanément une contraction et une dilatation des longueurs dans deux directions perpendiculaires au passage de l'onde.

1.2 Génération d'ondes gravitationnelles

1.2.1 Solutions de l'équation d'Einstein en présence d'une source

Il s'agit ici de résoudre l'équation avec un terme de source non nul. Pour cela on fait l'hypothèse que la région où la source est confinée, ε , est très petite devant la longueur d'onde émise $\lambda_{GW} = \frac{2\pi c}{\omega}$. Dans ce cas les solutions prennent la forme suivante :

$$h_{\mu\nu} = \frac{4G}{c^4} \int_V \frac{S_{\mu\nu}(t - \frac{r}{c}, \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3\vec{x}' \quad (1.18)$$

Cette solution est appelée solution à potentiel retardé, où r est la distance à laquelle se trouve la source. Cette distance est supposée grande devant ε . Le passage dans la jauge TT se fait par simple opération linéaire pour laquelle on définit : \vec{n} le vecteur unité normal au front d'onde, l'opérateur de projection sur le plan perpendiculaire à \vec{n} , $P_{ij} \equiv \delta_{ij} - n_i n_j$ et l'opérateur transverse sans trace $\mathcal{P}_{ijkl} = P_{ik}P_{jl} - \frac{1}{2}P_{ij}P_{kl}$. Dans cette jauge la partie transverse sans trace de la métrique s'écrit alors [8] :

$$\begin{cases} h_{\mu 0}^{TT} = 0 \\ h_{ij}^{TT}(t, r) = \frac{2G}{c^4 r} [\frac{d^2}{dt^2} Q_{ij}^{TT}(t - \frac{r}{c})] \end{cases} \quad (1.19)$$

où Q_{ij}^{TT} est le moment quadrupolaire transverse et sans trace de la source :

$$Q_{ij}^{TT}(t) = \mathcal{P}_{ijkl} q_{kl} \quad (1.20)$$

1.2.2 Luminosité d'une source d'ondes gravitationnelles

La luminosité gravitationnelle qui définit l'énergie rayonnée par une source gravitationnelle s'écrit :

$$\mathcal{L}_{GW} = \frac{G}{5c^5} \sum_{j,k} \langle \ddot{Q}_{jk}^2 \rangle \quad (1.21)$$

La moyenne s'effectue sur plusieurs périodes du moment quadrupolaire réduit Q_{ij}

$$Q_{ij} = q_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} q_k^k \quad (1.22)$$

L'équation 1.19 montre que l'émission d'ondes gravitationnelles nécessite une variation du moment quadrupolaire, ce qui exclut les corps à symétrie sphérique. La faiblesse du facteur $\frac{G}{5c^5}$ ($\sim 10^{-53} m^{-1} kg^{-1} s^2$) indique qu'il est impossible de disposer en laboratoire d'un émetteur d'ondes gravitationnelles et qu'il faut par conséquent se tourner du côté de l'univers pour trouver une source de rayonnement gravitationnel assez intense pour être éventuellement détectable. C'est d'ailleurs l'observation du pulsar binaire PSR1913+16, mettant en évidence une décroissance de la période du système en accord avec l'hypothèse d'une perte d'énergie par rayonnement gravitationnel, qui a permis de mettre en évidence, bien que de manière indirecte, l'existence des ondes gravitationnelles.

1.3 Les sources astrophysiques

Seules des sources d'origine astrophysique peuvent engendrer un rayonnement gravitationnel susceptible de par son amplitude, d'être mis en évidence expérimentalement. Un type de source se distingue essentiellement par les caractéristiques des ondes émises (amplitude et fréquence typiques) ainsi que par le taux d'événement attendus.

Il est important de mentionner que la liste qui suit n'est pas exhaustive et que d'autres sources sont envisageables (entre autres les fonds stochastiques), elle présente en revanche les sources les plus prometteuses en terme d'amplitude et de fréquence du signal au regard de la sensibilité et de la gamme de fréquence accessible par les détecteurs terrestres.

1.3.1 Les sources impulsives

Lorsqu'une étoile suffisamment massive arrive en fin de vie, les réactions nucléaires ne produisent plus suffisamment d'énergie pour maintenir la cohésion de l'étoile, celle-ci s'effondre alors sur elle-même et explose en supernova. L'effondrement ne produit des ondes gravitationnelles que s'il est asymétrique. Le détail de ce scénario est assez mal connu et ne permet pas d'établir de manière univoque les amplitudes et les formes des ondes émises par un tel phénomène. Le taux d'événements attendus est d'environ quelques unités par siècle dans la galaxie. Pour espérer atteindre quelques événements par année il faut que l'on puisse détecter des signaux provenant de supernovae situées dans l'amas de la Vierge à 15 Mpc. A cette distance, des modèles théoriques prévoient des amplitudes d'ondes gravitationnelles comprises entre 10^{-24} et 10^{-21} à des fréquences typiques situées autour du kHz (figure 1.2).

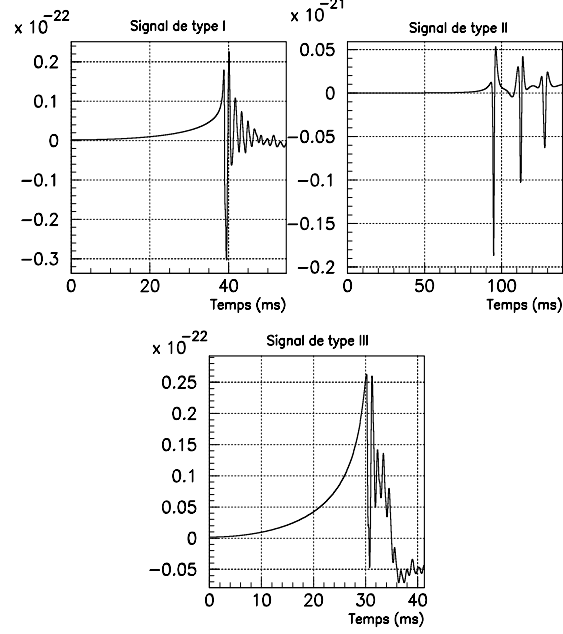


FIG. 1.2 – Exemples de formes d’ondes gravitationnelles théoriques produites par des supernovae à 1 Mpc et issues du catalogue de signaux de T. Zwerger et E. Müller [9]. Le signal de type I est caractérisé par un pic principal suivi d’une décroissance en forme de sinusoïde amortie. Quelques pics distincts de plusieurs millisecondes caractérisent le signal de type II. Enfin le signal de type III se distingue par des oscillations de l’ordre du kHz

1.3.2 Les pulsars

Un pulsar est une étoile à neutrons en rotation, née de l’explosion d’une supernova. Il émet des signaux radio qui balayent la Terre à intervalles réguliers permettant ainsi de le détecter. Un grand nombre de ces objets ont déjà été observés montrant que leur période de rotation est généralement comprise entre 0.1 Hz et 1 kHz [2]. L’émission d’ondes gravitationnelles par des pulsars est possible à condition qu’ils soient asymétriques par rapport à leur axe de rotation. Dans ce cas la fréquence f de l’onde émise est le double de la fréquence de rotation de l’étoile et l’amplitude de l’onde attendue s’écrit [1]

$$h = 1.05 \times 10^{-26} \left(\frac{I}{10^{38} \text{ kg m}^2} \right) \left(\frac{10 \text{ kpc}}{r} \right) \left(\frac{\nu}{100 \text{ Hz}} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon}{10^{-6}} \right) \quad (1.23)$$

où r est la distance de la source, I le moment d’inertie du pulsar autour de son axe

de rotation, et ε le facteur décrivant le degré d'asymétrie de l'étoile.

L'asymétrie d'un pulsar est très difficile à estimer et l'amplitude du signal h est, par conséquent, prédite avec une mauvaise précision. Il est tout de même possible de déterminer des limites supérieures en supposant que le ralentissement observé de la vitesse de rotation d'un pulsar est dû à une perte d'énergie uniquement sous forme de rayonnement gravitationnel [3]. Avec cette hypothèse, le pulsar du Véla situé dans notre galaxie à 2 kpc produirait un rayonnement de l'ordre de $h \sim 10^{-25}$ [4].

Les amplitudes attendues pour ce type de sources sont donc très faibles, néanmoins le caractère permanent les rend détectable moyennant un grand temps d'intégration.

1.3.3 Les coalescences d'objets compacts

Un système composé de deux objets compacts (étoiles à neutrons ou trous noirs) suffisamment proches perd peu à peu de l'énergie par émission d'ondes gravitationnelles. Ceci a pour effet de rapprocher les deux étoiles et d'augmenter la fréquence orbitale du système. A la différence des autres types de sources le signal attendu est bien connu : c'est un *chirp*, i.e. un signal quasi-sinusoïdal dont la fréquence et l'amplitude augmentent en fonction du temps jusqu'à la fusion des deux étoiles (figure 1.3 et 1.4). Le taux des coalescences reste mal déterminé mais il est estimé à quelques unes par an dans un rayon de 200 Mpc. Ce type de signal sera plus largement décrit dans le chapitre 8.

1.4 Les enjeux d'une detection directe d'ondes gravitationnelles

Les premiers enjeux concernent la théorie de la Relativité Générale car détecter directement une onde gravitationnelle permettrait d'apporter des éléments pouvant être confrontés aux prédictions théoriques. Ainsi la détection de h_{\times} et de h_{+} montrerait le caractère quadrupolaire de l'onde et l'hélicité 2 prévue par la théorie de la Relativité Générale. On peut aussi imaginer, lors de l'explosion d'une supernova, une mesure de coïncidence des ondes lumineuses et des ondes gravitationnelles, reçues respectivement par le télescope d'un observatoire astronomique et par un détecteur interférométrique : la comparaison des temps d'arrivée des deux types d'ondes devrait déterminer si les ondes gravitationnelles se propagent à la vitesse de la lumière.

Les théories d'unification des forces incluant la gravitation prévoient l'existence d'un boson de jauge, le graviton, de masse nulle et de spin 2. Associée à la mesure d'hélicité, une propagation des ondes à la vitesse de la lumière viendrait conforter cette hypothèse [5].

La détection des ondes gravitationnelles présente aussi un intérêt astrophysique capital. Produit dans des régions où règne des champs gravitationnels très intenses, et

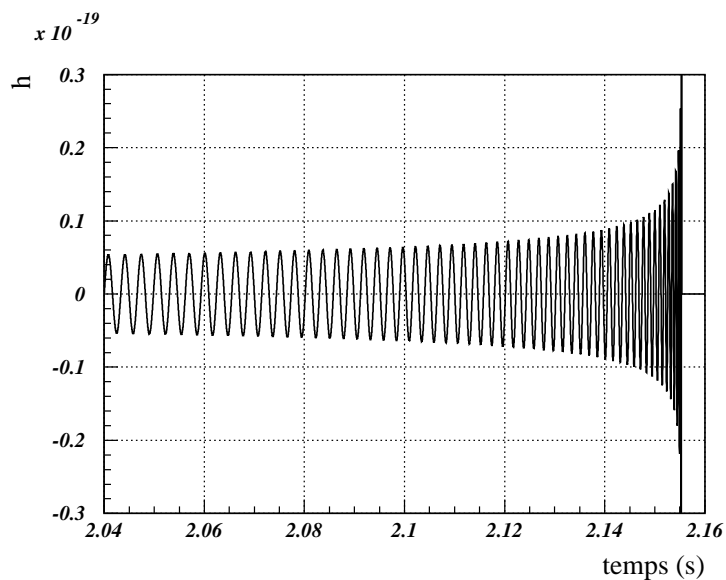


FIG. 1.3 – Signal théorique de coalescence binaire pour un couple d'étoiles de masses respectives $m_1 = m_2 = 1.4 M_\odot$ à une distance $R = 10 \text{ Mpc}$.

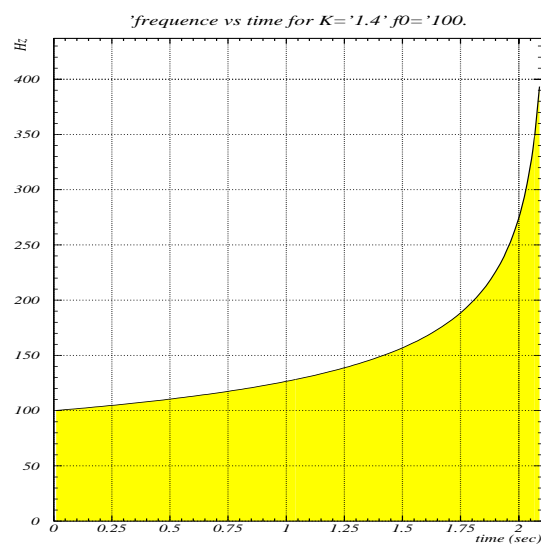


FIG. 1.4 – Evolution de la fréquence d'un signal de coalescence binaire au cours du temps ($m_1 = m_2 = 1.4 M_\odot$ et $R = 10 \text{ Mpc}$)

interagissant très peu avec la matière, le rayonnement gravitationnel n'est pas absorbé ou diffusé, contrairement à la lumière. Cette propriété permet d'espérer explorer des régions de l'Univers opaques à la lumière comme le centre galactique.

Chapitre 2

La détection des ondes gravitationnelles

Bien que les ondes gravitationnelles n'aient pas encore été observées en laboratoire - leur amplitude est extraordinairement faible - d'actives recherches expérimentales sont réalisées un peu partout dans le monde depuis plus d'un quart de siècle. Les premières tentatives de détection directe datent du début des années 1960 et furent l'œuvre de J. Weber. Constitué d'un lourd cylindre métallique, le détecteur, aussi appelé barre de Weber, est un système résonnant dont les modes propres d'oscillations peuvent être excités par le passage d'ondes gravitationnelles. Les principales sources de bruit pour ces détecteurs sont d'origine thermique et sismique, c'est pourquoi les barres toujours en fonctionnement aujourd'hui sont toutes suspendues et refroidies à la température de l'hélium liquide (4K). Malgré ces précautions les détecteurs de ce type restent limités par leur faible bande passante ; ils ne sont en effet sensibles qu'au voisinage de leur fréquence propre de vibration.

Cette trop grande sélectivité en fréquence est l'une des raisons pour lesquelles les physiciens se sont tournés vers une autre méthode de détection faisant appel à l'interférométrie. Envisagée par Gertsenshtein et Pustovoi en 1962 [6], puis décrite et évaluée par R. Weiss au début des années 70, cette technique est depuis une trentaine d'années mise en œuvre pour élaborer de nouveaux détecteurs ayant une plus grande bande passante et une meilleure sensibilité. Ainsi, après la construction d'interféromètres prototypes prouvant la faisabilité de la méthode et atteignant des sensibilités prometteuses de l'ordre de $h = 10^{-20}/\sqrt{Hz}$ au dessus de 300 Hz, nous sommes passés depuis la fin des années 90 à des détecteurs interférométriques de grande échelle visant à atteindre des sensibilités de l'ordre de quelque $h = 10^{-23}/\sqrt{Hz}$.

Après avoir rappelé le principe physique qui fait d'un système interférométrique un système adapté à la recherche d'ondes gravitationnelles, nous rappellerons les limites fon-

damentales d'un tel système de détection ainsi que les différents dispositifs expérimentaux à mettre en œuvre pour en améliorer les performances en terme de sensibilité.

2.1 Principe d'une détection interférométrique

2.1.1 Effet d'une onde gravitationnelle sur deux masses tests

Une onde gravitationnelle déforme localement l'espace-temps et modifie ainsi les distances relatives entre deux masses libres, c'est à dire le temps mis par la lumière pour aller d'une masse à l'autre. Dans la théorie de la relativité générale la lumière suit des géodésiques d'équation :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = 0 \quad (2.1)$$

$$(2.2)$$

Considérons maintenant 3 masses supposées libres disposées en forme de L, et constituant ainsi deux bras perpendiculaires alignés selon les axes Ox et Oy . Pour une onde d'amplitude $h(t)$ ayant une incidence parallèle à l'axe Oz et une polarisation $+$ selon les axes Ox et Oy , l'équation de la géodésique devient alors :

$$ds^2 = 0 \quad (2.3)$$

$$= (\eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}) dx^\mu dx^\nu \quad (2.4)$$

$$= -c^2 dt^2 + (1 + h(t)) dx^2 + (1 - h(t)) dy^2 \quad (2.5)$$

Autrement dit l'effet d'une onde gravitationnelle est de moduler la distance entre deux points fixes voisins et séparés respectivement d'une distance dx et dy dans le plan Oxy . On peut alors calculer les temps τ_x et τ_y nécessaires à la lumière pour effectuer un voyage aller dans les bras respectivement alignés selon les axes Ox et Oy :

$$\int_0^{\tau_x} dt = \frac{1}{c} \int_0^L \sqrt{1 + h(t)} dx \sim \frac{1}{c} \int_0^L (1 + \frac{1}{2} h(t)) dx \quad (2.6)$$

$$\int_0^{\tau_y} dt = \frac{1}{c} \int_0^L \sqrt{1 - h(t)} dy \sim \frac{1}{c} \int_0^L (1 - \frac{1}{2} h(t)) dy \quad (2.7)$$

où nous avons considéré $h \ll 1$. De la même manière on peut estimer le temps mis par la lumière pour effectuer le trajet retour et ainsi exprimer les temps τ_{2x} et τ_{2y} mis par la lumière pour effectuer un aller retour dans chacun des bras.

$$\int_0^{\tau_{2x}} dt = \frac{2L}{c} + \frac{1}{2c} \int_0^L h(t) dx - \frac{1}{2c} \int_L^0 h(t) dx \quad (2.8)$$

$$\int_0^{\tau_{2y}} dt = \frac{2L}{c} - \frac{1}{2c} \int_0^L h(t) dy + \frac{1}{2c} \int_L^0 h(t) dy \quad (2.9)$$

Si l'onde gravitationnelle incidente est monochromatique de fréquence f :

$$h(t) = h \cos(2\pi f t) \quad (2.10)$$

Les arguments des intégrales 2.8 et 2.9 sont des fonctions du temps qu'il faut ramener à des fonctions de la position x du front d'onde. Pour cela on pose $t = \frac{x}{c}$ dans l'intégrale correspondant au voyage aller de la lumière et $t = \frac{(2L-x)}{c}$ pour le trajet retour :

$$\tau_{2x} = \frac{2L}{c} + h \frac{L}{c} \frac{\sin \frac{2\pi f L}{c}}{\frac{2\pi f L}{c}} \cos(2\pi f \frac{2L}{c}) \quad (2.11)$$

$$\tau_{2y} = \frac{2L}{c} - h \frac{L}{c} \frac{\sin \frac{2\pi f L}{c}}{\frac{2\pi f L}{c}} \cos(2\pi f \frac{2L}{c}) \quad (2.12)$$

Si la longueur d'onde gravitationnelle est grande devant la taille du détecteur ($\frac{2\pi f L}{c} \ll 1$) alors la différence de temps mis par la lumière pour faire un aller-retour selon les deux axes Ox et Oy s'écrit :

$$\Delta\tau = \tau_{2x} - \tau_{2y} \quad (2.13)$$

$$\Delta\tau = \frac{2L}{c} h \quad (2.14)$$

Ce retard introduit un déphasage $\Delta\Phi$ entre les deux faisceaux lumineux :

$$\Delta\Phi = 2\pi\nu\Delta\tau \quad (2.15)$$

$$= \frac{4\pi}{\lambda} L h \quad (2.16)$$

où ν est la fréquence de la source lumineuse et λ sa longueur d'onde.

Mesurer ce déphasage $\Delta\Phi$ reviendrait donc à établir l'interaction entre un détecteur et une onde gravitationnelle et ainsi mettre en évidence de manière directe l'existence des ondes gravitationnelles. La différence de longueur en opposition de phase sur les bras, induite par la nature quadrupolaire de l'onde, fait de l'interféromètre de Michelson un instrument idéal pour mesurer $\Delta\Phi$.

2.1.2 Interféromètre de Michelson

L'interféromètre de Michelson est composé de deux miroirs de bout de bras et d'une lame séparatrice. Le faisceau lumineux fourni par une source laser est divisé par la lame séparatrice inclinée à 45° pour que chaque faisceau ainsi divisé puisse voyager dans chacun des bras de l'interféromètre orienté selon Ox et Oy (figure 2.1). Les deux faisceaux sont ensuite réfléchis par les miroirs d'extrémité des bras et viennent se recombiner sur la lame séparatrice. Pour pouvoir considérer les miroirs de l'interféromètre comme des masses libres ceux-ci sont suspendus comme des pendules. Ainsi au dessus de la fréquence de résonance du pendule, les miroirs répondent pratiquement comme une masse (en chute) libre dans le plan transverse. En considérant le cas d'une onde gravitationnelle se propageant suivant l'axe Oz perpendiculaire au plan de l'interféromètre de Michelson la réponse de l'interféromètre au passage d'une onde gravitationnelle se traduit par une variation différentielle de longueur des bras. La différence de phase alors introduite entre les deux faisceaux est donnée par l'équation :

$$\Delta\Phi = \frac{4\pi}{\lambda}(\Delta x(t) - \Delta y(t)) \quad (2.17)$$

où λ est la longueur d'onde du faisceau et $\Delta x(t)$ et $\Delta y(t)$ sont les variations de longueur respectives des bras de l'interféromètre.

En sortie de l'interféromètre la puissance des deux faisceaux recombinaés est mesurée par un photodétecteur. C'est à partir de cette mesure de puissance qu'il est possible de remonter au déphasage introduit entre les deux faisceaux par le passage d'une onde gravitationnelle.

2.1.3 Bruit de puissance pour une détection en continu

Considérons un interféromètre de Michelson simple (figure 2.2). La puissance incidente sur une photodiode placée à la sortie de l'interféromètre dépend de la différence de phase entre les deux faisceaux selon :

$$P = \frac{P_{in}}{2}(1 + C\cos\phi) \quad (2.18)$$

où P_{in} est la puissance incidente sur la lame séparatrice et C le contraste de l'interféromètre. Lorsque $\phi = 2q\pi$, la puissance transmise est maximale ($P_t = P_{max}$) on dit que l'interféromètre est réglé sur la frange blanche. Lorsque $\phi = (2q + 1)\pi$, la puissance transmise est minimale ($P_t = P_{min}$), l'interféromètre est réglé sur la frange noire.

Le courant délivré par le photodétecteur en sortie de l'interféromètre est défini par :

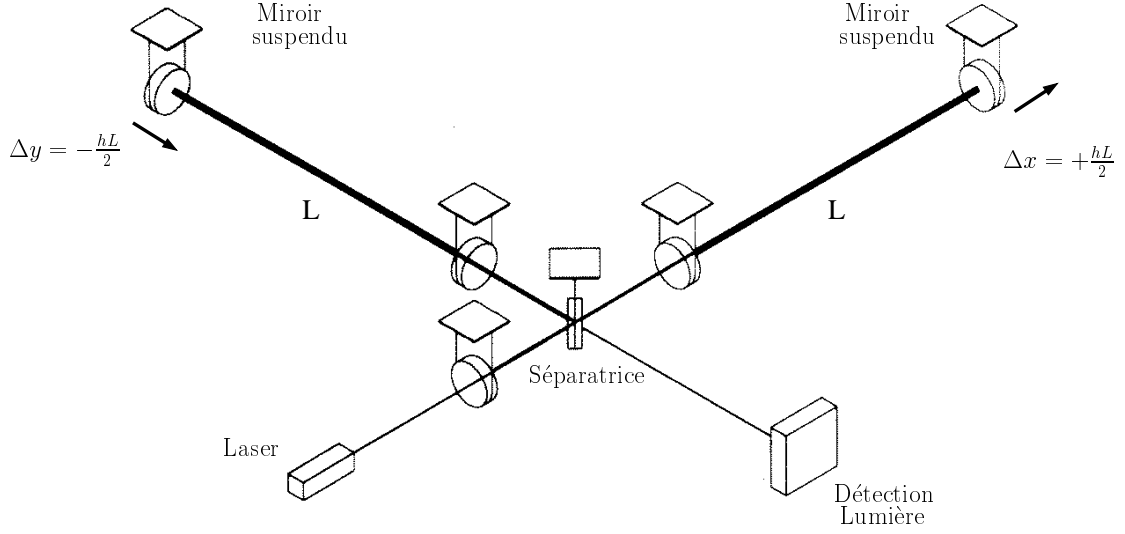


FIG. 2.1 – Effet d’une onde gravitationnelle se propageant suivant l’axe z sur un interféromètre de Michelson

$$\bar{I} = \frac{e\eta P_{in}}{2\pi\hbar\nu} \quad (2.19)$$

où η est l’efficacité quantique du photodétecteur, e la charge de l’électron, \hbar la constante de Planck divisée par 2π et ν la fréquence de la source lumineuse.

Le passage d’une onde gravitationnelle engendre une variation de phase $\delta\Phi$ qui produit une variation de puissance en sortie de l’interféromètre :

$$\delta P = \frac{P_{in}}{2} C \sin\phi \delta\Phi \quad (2.20)$$

Cette variation de puissance se traduit au niveau du photodétecteur par une variation de courant :

$$\delta I_{signal} = \frac{e\eta}{2\pi\hbar\nu} \frac{P_{in}}{2} C \sin\phi \delta\Phi \quad (2.21)$$

La mesure d’un tel courant est en fait limitée par le bruit de grenaille, ou *shot noise*, qui est défini comme :

$$\delta I_{shotnoise} = \sqrt{2e\bar{I}} = e \sqrt{\frac{2\eta P_{in}}{2\pi\hbar\nu}} \sqrt{1 + C \cos\phi} \quad (2.22)$$

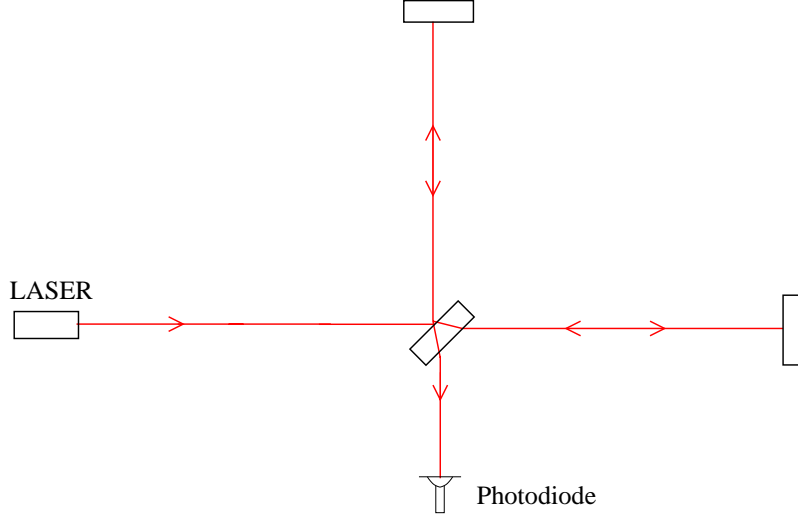


FIG. 2.2 – Interféromètre de Michelson

Pour pouvoir détecter le signal, celui-ci doit être supérieur au bruit : $\delta I_{signal} > \delta I_{shotnoise}$. Cette condition donne la différence de phase minimale pouvant être détectée :

$$\delta\Phi > 2\sqrt{\frac{2\pi\hbar\nu}{\eta P_{in}} \frac{\sqrt{1+C\cos\phi}}{C\sin\phi}} \quad (2.23)$$

En faisant l'hypothèse que le contraste de l'interféromètre est maximum ($C = 1$) et dans le cas où l'on se place sur la frange noire, la différence de phase minimum que l'on peut détecter est alors :

$$\delta\Phi_{min} > \sqrt{\frac{4\pi\hbar\nu}{\eta P_{in}}} \quad (2.24)$$

Si $C < 1$, le point de fonctionnement de l'interféromètre est légèrement décalé de la frange noire. Dans cette condition, la puissance transmise est donnée par [10] :

$$P = \frac{P_{in}}{2} \sqrt{2(1-C)} \quad (2.25)$$

Ceci signifie que la puissance transmise sur la frange noire n'est plus nulle et qu'elle dépend de la puissance incidente P_{in} . Ainsi les fluctuations de P_{in} engendrent une fluctuation de la puissance en sortie de l'interféromètre et simulent un signal d'amplitude δP :

$$\delta P = \frac{\delta P_{in}}{2} \sqrt{2(1-C)} \quad (2.26)$$

Il faut donc pouvoir garantir :

$$\frac{\delta P_{in}}{P_{in}} < \sqrt{\frac{4\pi\hbar\nu}{\eta \frac{P_{in}}{2}}} \frac{1}{2(1-C)^{\frac{1}{4}}} \quad (2.27)$$

soit, avec un défaut de contraste de 10^{-4} , une puissance incidente de 10 W et une fréquence du laser $\nu = \text{fracc}\lambda = 2.82 \cdot 10^{14}\text{Hz}$:

$$\frac{\delta P_{in}}{P_{in}} < 2.5 \cdot 10^{-9} / \sqrt{Hz} \quad (2.28)$$

Dans la bande de fréquences où l'on recherche les ondes gravitationnelles (en dessous de quelques kHz) ce niveau de stabilisation est deux à trois ordres de grandeur en dessous de ce que l'on sait faire actuellement et, même avec un très bon contraste, on reste dominé par le bruit en puissance du laser. Le bruit en puissance du laser diminuant avec la fréquence, pour que la détection ne soit limitée que par le bruit de photon, il faut porter la mesure à haute fréquence. La solution est alors d'utiliser une technique de modulation-démodulation synchrone.

2.2 Optimisation de la sensibilité d'un détecteur interférométrique

2.2.1 Modulation frontale

La modulation frontale consiste à placer un élément électro-optique (cellule de Pockels) modulant en phase le faisceau incident et à introduire une asymétrie dans la longueur des bras [11]. Si l'on applique une tension à une cellule de Pockels, elle introduit un déphasage sur le champ qui la traverse proportionnel à la tension appliquée. Ce déphasage est égal à $m \sin(\Omega t)$ où m est la profondeur de modulation et Ω la pulsation de la tension appliquée. On module ainsi la différence de phase entre les deux bras.

La puissance transmise par l'interféromètre s'écrit alors :

$$P = \frac{P_{in}}{2} (1 + C \cos(\phi + 2m \sin(\Omega t))) \quad (2.29)$$

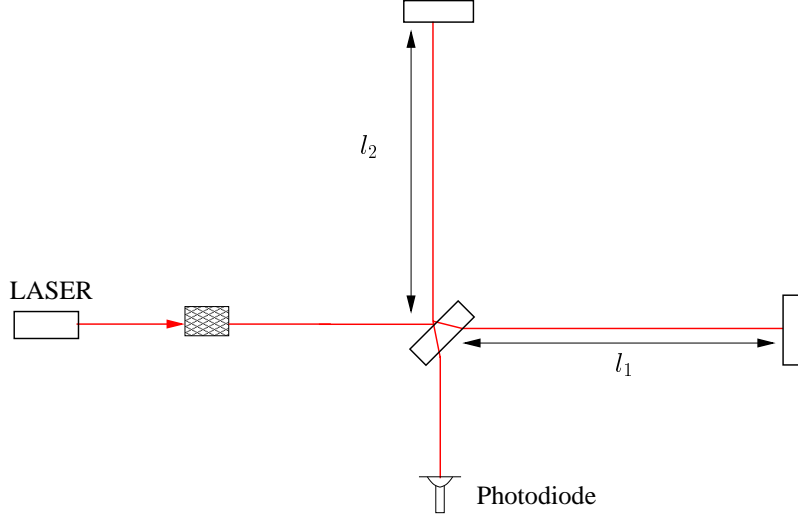


FIG. 2.3 – Interféromètre de Michelson avec modulation frontale

En développant cette expression autour de la position correspondant à une interférence destructive ($\Phi \sim \pi + \delta\Phi$) et en supposant que l'indice de modulation est petit pour pouvoir négliger les harmoniques d'ordres supérieurs, alors la puissance en sortie de l'interféromètre est donnée par :

$$P \simeq \frac{P_{in}}{2} [1 - C J_0(2m) + 2C \delta\Phi J_1(2m) \sin(\Omega t)] \quad (2.30)$$

où J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1. L'équation 2.30 montre que tant que l'interféromètre est sur la frange noire, le signal à la fréquence de modulation est proportionnel au déphasage entre les deux faisceaux.

Pour estimer l'effet de la modulation sur la limite du déphasage détectable, on effectue de nouveau le calcul de la section précédente. A partir des équations 2.21 et 2.22 on a le courant induit par le signal et le courant de *shot noise*¹ :

$$I_{signal} = e \frac{\eta P_{in}}{2\pi \hbar \nu} C J_1(2m) \delta\Phi \quad (2.31)$$

$$I_{shot\ noise} = \sqrt{2e} \sqrt{\frac{\eta P_{in}}{2\pi \hbar \nu} (1 - C J_0(2m))} \quad (2.32)$$

Une variation de phase est détectable uniquement si la condition ($I_{signal} > I_{shotnoise}$) est remplie, ce qui nous donne une limite supérieure sur la plus petite phase détectable :

¹Le processus de démodulation produit une addition incohérente du *shot noise* aux fréquences $(\Omega - f)$ et $(\Omega + f)$ à la fréquence f . Ceci explique le facteur $\sqrt{2}$ dans l'expression de $\delta I_{shot\ noise}$ et de $\delta\Phi$

$$\delta\Phi > \sqrt{\frac{4\pi\hbar\nu}{\eta P_{in}}} \frac{\sqrt{1 - C J_0(2m)}}{C J_1(2m)} \quad (2.33)$$

Dans le cas idéal où le contraste de l'interféromètre est parfait ($C = 1$) et la profondeur de modulation tend vers 0, la limite donnée par l'équation 2.33 est la même que celle trouvée dans le cas d'une détection en continue (équation 2.24) :

$$\delta\Phi_{min} > \sqrt{\frac{4\pi\hbar\nu}{\eta P_{in}}} \quad (2.34)$$

Bien que cette limite soit la même avec les deux méthodes de détection, la modulation du faisceau incident permet de déplacer la mesure à des fréquences où les fluctuations en puissance du laser sont moindres et où le bruit de l'électronique, qui évolue en $1/f^2$, est plus faible.

2.2.2 Limite quantique et *shot noise*

D'après l'inéquation 2.34 il est possible d'abaisser la limite $\delta\phi_{shotnoise}$ simplement en augmentant la puissance P_{in} incidente sur l'interféromètre. En contre-partie, une augmentation de la puissance laser P_{in} augmente le bruit produit par les fluctuations de la pression de radiation exercée sur les miroirs par les photons. Il existe une certaine puissance P_{in} représentant le meilleur compromis entre ces deux effets. A cette puissance optimale, la quantité $\delta\phi$ est minimale et représente la limite quantique [4] :

$$\delta\Phi_{L.Q.} = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{1}{\eta^{1/4}} \sqrt{\frac{4\hbar}{M\Omega^2}} \quad (2.35)$$

où h est l'amplitude de l'onde gravitationnelle, M la masse du miroir et Ω la fréquence à laquelle est faite la mesure.

En pratique, les puissances laser disponibles actuellement sont nettement inférieures à la puissance optimale P_{in} requise pour atteindre la limite quantique. Par conséquent, la limite de sensibilité de l'interféromètre est donnée par le bruit de photon (équation 2.34).

La différence de phase créée par une onde gravitationnelle incidente sur l'interféromètre doit donc, pour être mesurée, être supérieure à la différence de phase $\delta\Phi_{shotnoise}$ que peut détecter l'interféromètre.

La relation entre les variations de longueur des bras de l'interféromètre et la variation de phase est donnée par :

$$\delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} hL \quad (2.36)$$

où L est la longueur effective des bras de l'interféromètre. En utilisant l'équation 2.34 on obtient la limite de sensibilité du détecteur en unité d'amplitude d'ondes gravitationnelles :

$$h = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{1}{L} \sqrt{\frac{4\pi\hbar\nu}{\eta P_{in}}} \quad (2.37)$$

Cette limite dépend essentiellement de deux paramètres sur lesquels on peut agir efficacement pour augmenter la sensibilité. Il s'agit de la puissance de la source P_{in} et de la longueur des bras L . Les deux sections suivantes présentent les deux techniques, couramment mises en œuvre dans les détecteurs interférométriques, permettant d'optimiser ces deux grandeurs.

2.2.3 Cavités Fabry-Perot

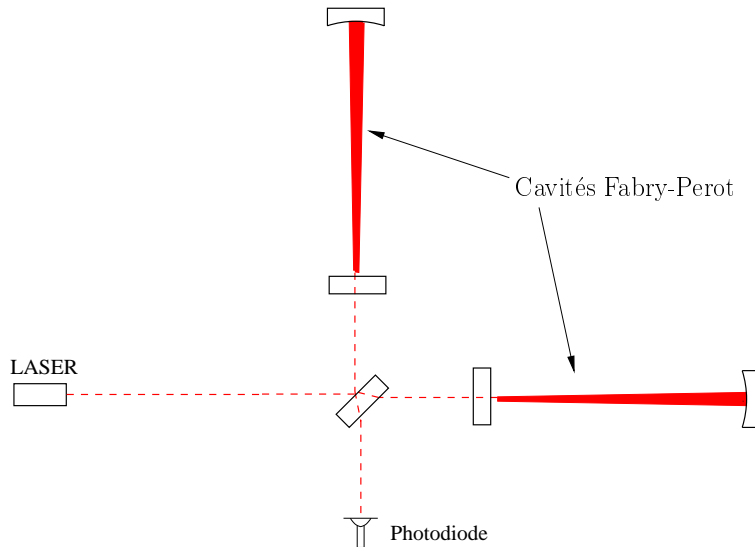


FIG. 2.4 – Interféromètre avec cavités Fabry-Perot

Réfectivité d'une cavité Fabry-Perot résonante

L'égalité 2.37 montre qu'une plus grande longueur L de bras augmente la sensibilité de l'interféromètre (la limite de l'amplitude de l'onde gravitationnelle détectable est plus petite). Mais, pour des raisons purement matérielles, la longueur des bras de l'interféromètre ne peut pas dépasser quelques kilomètres de long. Il faut donc trouver une méthode permettant d'augmenter la longueur effective des bras sans pour cela augmenter la longueur physique de ceux-ci.

Une méthode proposée par R.W.P Drever [12] consiste à introduire dans chaque bras une cavité optique Fabry-Perot (figure 2.4). Chaque cavité Fabry-Perot est constituée de deux miroirs, un miroir d'entrée et un miroir d'extrémité ayant une réflectivité proche de 1.

Dans cette configuration et dans l'hypothèse où une onde gravitationnelle modifie la longueur des cavités de δL , alors la différence de phase en sortie de l'interféromètre est donnée par :

$$\delta\phi = \frac{2\mathcal{F}}{\pi} \left(4\pi \frac{\delta L}{\lambda} \right) \quad (2.38)$$

où \mathcal{F} est la finesse de la cavité.

En comparant cette équation à l'équation 2.17 cette technique améliore la réponse de l'interféromètre d'un facteur $\frac{2\mathcal{F}}{\pi}$ en faisant faire au faisceau plusieurs allers retours dans les cavités. Dans ce cas la longueur effective de l'interféromètre est alors la longueur optique $L_{opt} = L \frac{2\mathcal{F}}{\pi}$.

Du fait que la détection du mouvement est intégrée sur plusieurs allers retours, la cavité filtre la réponse aux mouvements des miroirs. La différence de phase en sortie de l'interféromètre est alors modérée par rapport à l'expression donnée en 2.38. Un calcul exact montre que la réponse de la cavité Fabry-Perot à un signal d'onde gravitationnelle est donnée par la fonction de transfert :

$$\left| \frac{\delta\phi}{h} \right| \sim \tau_s \frac{8\pi c}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{1 + (4\pi f_{signal} \tau_s)^2}} \quad (2.39)$$

ou $\tau_s = \frac{2L}{c} \frac{\mathcal{F}}{\pi}$ est le temps de stockage de la lumière à l'intérieur de la cavité.

La fonction de transfert 2.39 montre que l'effet des cavités Fabry-Perot s'apparente à un filtre de type passe-bas du premier ordre avec une fréquence de coupure f_c :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau_s} \quad (2.40)$$

Si l'on prend le cas d'un interféromètre ayant des bras de 3 km avec des cavités Fabry-Perot de finesse 50, le temps de stockage est égal à 0.3 ms et la fréquence de coupure des cavités vaut 500 Hz. La sensibilité de l'interféromètre diminue donc pour des fréquences supérieures à 500 Hz.

2.2.4 Recyclage de la lumière

Dans le modèle de l'interféromètre décrit jusqu'alors, le maximum de sensibilité est atteint quand on observe une extinction en transmission de la séparatrice (frange noire). Toute la lumière est alors réfléchiée sur la séparatrice et ressort de l'interféromètre vers le laser. La technique de recyclage consiste à placer un miroir semi-transparent (miroir de recyclage) entre le laser et la séparatrice, afin de récupérer la puissance s'échappant, et la réinjecter dans l'interféromètre en phase avec le faisceau entrant.

On crée ainsi une cavité de recyclage dont le miroir d'entrée est le miroir de recyclage et le miroir d'extrémité, l'interféromètre. Cette cavité permet d'augmenter la puissance P_{in} sur la lame séparatrice d'un facteur γ :

$$\gamma = \frac{P}{P_{in}} = \frac{t_r^2}{(1 - r_r r_{ITF})^2} \quad (2.41)$$

où r_r et t_r sont les coefficients de réflexion et de transmission du miroir de recyclage, r_{ITF} est le coefficient de réflexion total de l'interféromètre.

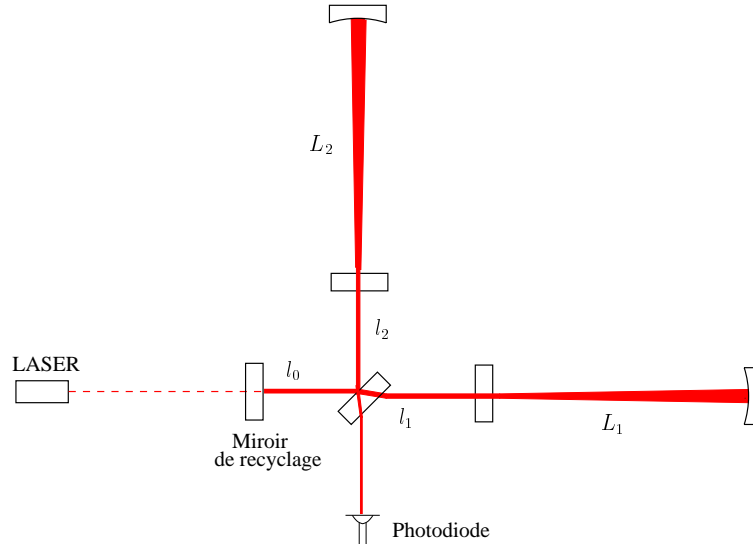


FIG. 2.5 – Interféromètre avec cavités Fabry-Perot et recyclage de la lumière

En pratique γ , le gain de recyclage, est limité par les pertes dans l'interféromètre, c'est-à-dire par la qualité de l'optique utilisée. En supposant que les pertes de l'interféromètre ne dépasseront pas 2%, alors le coefficient de recyclage pourra avoir une valeur optimale d'environ 50.

Chapitre 3

Le détecteur VIRGO

3.1 Introduction

Le détecteur VIRGO est un projet Franco-Italien [10] [13] dont le but est la détection directe des ondes gravitationnelles. VIRGO, en phase terminale de construction près de Pise en Italie, fait partie des grands interféromètres terrestres dont le principe de détection a été étudié dans le chapitre précédent. La sensibilité espérée impose d'employer un interféromètre avec des bras de 3 km. L'ensemble du détecteur a été conçu avec l'objectif initial d'obtenir une sensibilité en h inférieure à $10^{-21}/\sqrt{Hz}$ dans une large bande de fréquences, allant de quelques hertz à 10 kHz, en atteignant quelques $10^{-23}/\sqrt{Hz}$ dans la zone de sensibilité optimale. Ce niveau de sensibilité jamais encore atteint en fait potentiellement un des détecteurs de rayonnement gravitationnel les plus prometteurs, notamment par sa sensibilité à basse fréquence. Nous présenterons ici l'ensemble des dispositifs optiques de VIRGO qui devraient lui permettre d'atteindre cet objectif, et nous passerons ensuite en revue l'ensemble de sources de bruit qui rendent sa mise en œuvre particulièrement délicate. La fin de ce chapitre est consacrée à un rapide état des lieux des autres détecteurs de type interférométrique.

3.2 L'interféromètre

3.2.1 Configuration optique

La figure 3.1 présente schématiquement les principaux éléments de l'interféromètre VIRGO où l_1, l_2 définissent la longueur des bras de l'interféromètre de Michelson (distance entre la séparatrice et les miroirs d'entrée des cavités Fabry-Perot), L_1, L_2 les longueurs des cavités Fabry-Perot et l_0 la distance entre la séparatrice et le miroir de recyclage. Chacun des éléments optiques et des éléments mécaniques de VIRGO a été étudié et

conçu dans le souci de minimiser le bruit associé à la mesure des distances séparant les miroirs de l'interféromètre.

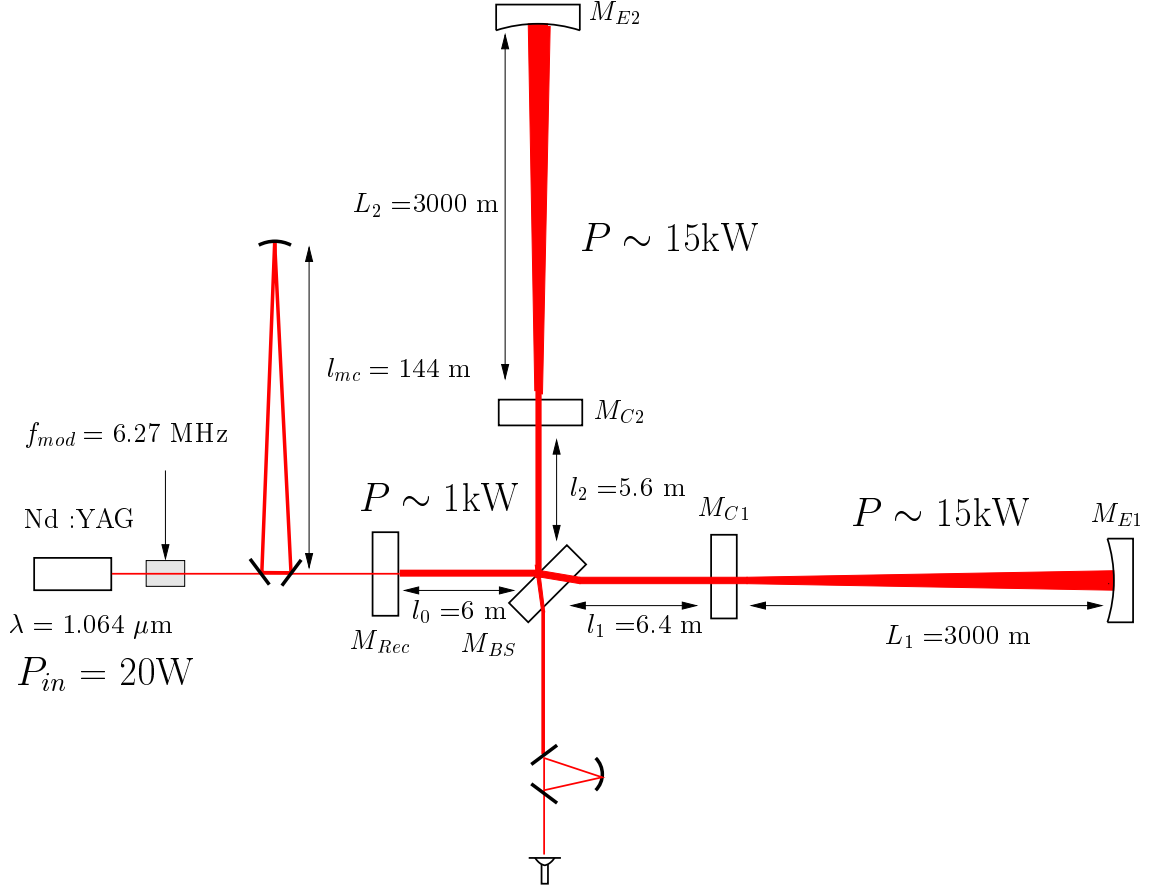


FIG. 3.1 – Schéma de principe de VIRGO.

Source Laser

Le laser de VIRGO est un NdYAG fournissant un faisceau de 20 W de longueur d'onde 1064 nm. Ce laser doit être très stable à la fois en puissance et en fréquence. À la fréquence de modulation, le bruit en puissance du laser doit être dominé par le bruit de photon. De plus, le bruit en puissance du laser à basse fréquence peut être transmis sur la frange noire si l'interféromètre n'est pas exactement sur la frange noire. Avec un décalage correspondant à 10^{-12} m, on doit avoir [14] :

$$\frac{\partial \tilde{P}}{P} < \begin{cases} 3 \cdot 10^{-5} / \sqrt{\text{Hz}} & \text{à } 10 \text{ Hz} \\ 3 \cdot 10^{-7} / \sqrt{\text{Hz}} & \text{à } 100 \text{ Hz} \end{cases} \quad (3.1)$$

Le bruit en fréquence du laser peut être transmis par le signal de frange noire si le temps de stockage de la lumière dans chaque bras n'est pas le même. Cette asymétrie est essentiellement due à la différence de finesse entre les deux cavités Fabry-Perot ; avec une différence de 1 % entre les finesesses, la stabilité en fréquence du laser doit être de [14] :

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\nu} < \begin{cases} 10^{-4} / \sqrt{\text{Hz}} & \text{à } 10 \text{ Hz} \\ 10^{-6} / \sqrt{\text{Hz}} & \text{à } 100 \text{ Hz} \end{cases} \quad (3.2)$$

Mode cleaner d'entrée

Le mode cleaner est une cavité triangulaire constituée d'un miroir d'entrée et d'un miroir de sortie montés sur un banc optique. Le troisième miroir est suspendu à un *super-atténuateur* sismique, situé à 144 m. Cette cavité de finesse $\mathcal{F} = 1000$ permet, lorsqu'elle est en résonance avec le mode TEM00 du laser, d'éliminer les défauts géométriques du faisceau en filtrant tous les modes d'ordres supérieurs notamment les bruits en position et en angle du laser.

La cavité de recyclage

Un miroir placé entre le laser et la lame séparatrice permet de former une cavité de recyclage de longueur $l_r = l_0 + (l_1 + l_2)/2 = 12 \text{ m}$, renvoyant la lumière vers l'interféromètre. Le facteur de recyclage attendu est de l'ordre de 50 ce qui permettra d'atteindre une puissance incidence sur la séparatrice d'environ 1 kW.

Les cavités Fabry-Perot

Chaque bras de l'interféromètre sera constitué d'une cavité résonante de 3 km de long et de finesse $\mathcal{F} = 50$. Leur fréquence de coupure est située aux environs de 500 Hz (équation 2.40).

Les miroirs

Les 6 miroirs de l'interféromètre (les 4 des cavités Fabry-Perot, la séparatrice et le miroir de recyclage) sont des cylindres de silice de diamètre compris entre 12 et 35 cm et de masse comprise entre 5 et 42 kg. Ils ont été conçus à la fois pour minimiser les pertes de l'interféromètre (par transmission, absorption ou diffusion) mais aussi pour éviter leur échauffement et leur déformation. Les pertes sont inférieures à 1 ppm et la surface des miroirs traitée de manière à réduire leur défaut de planéité à 25 nm RMS. La grande qualité des miroirs permet ainsi de maximiser le contraste de l'interféromètre et d'éviter les déformations du front d'onde.

Détection

Le système de détection de VIRGO est composé d'un banc suspendu et d'un banc externe sur lesquels on trouve un dispositif optique conçu pour assurer trois fonctions : l'adaptation de la taille des faisceaux aux optiques par l'intermédiaire d'un système de télescope, l'amélioration du contraste de l'interféromètre au moyen d'une petite cavité optique monolithique de 2.5 cm de longueur (mode cleaner de sortie) contrôlée thermiquement et, enfin, la détection du signal via un réseau de photodiodes InGaAs ayant un rendement optique $\eta = 0.9$. L'utilisation d'un réseau de photodiodes se justifie par la puissance du faisceau incident d'environ 1W, pour un défaut de contraste de $1 - C = 10^{-3}$. Le télescope ainsi que le mode cleaner de sortie sont placés sur le banc suspendu maintenu sous vide, alors que les photodiodes sont disposées sur le banc externe.

3.2.2 Configuration mécanique

Le système de suspension des miroirs de l'interféromètre (*super-atténuateur*) a été conçu pour isoler au mieux les miroirs des perturbations extérieures liées aux activités sismique et humaine. Son rôle est de réduire d'un facteur aussi grand que possible les mouvements parasites des miroirs, et ce dans une gamme de fréquence la plus large possible, s'étendant en particulier à basse fréquence jusqu'à quelques hertz.

Cet objectif est atteint en utilisant une série de filtres mécaniques de type passe-bas montés en cascade et fournissant un amortissement passif dans tous les degrés de liberté : pendules pour les mouvements horizontaux, ressorts à lames pour les mouvements verticaux, pendule de torsion pour les rotations autour de l'axe vertical. La configuration est telle que les fréquences de résonance des différents oscillateurs sont suffisamment faibles pour permettre une atténuation à basse fréquence : pendules longs, système d'anti-ressort magnétique associé aux ressorts à lames, moments d'inertie élevés.

A cet amortissement passif est ajouté un amortissement actif dont l'objectif est de réduire la dynamique des mouvements transmis par les modes propres du *super-atténuateur*. Cette stabilisation repose sur l'utilisation de capteurs d'accélération associés à des capteurs de position. Son bénéfice est d'abaisser le déplacement horizontal résiduel des miroirs à $z_{RMS} = 1 \mu m$.

3.2.3 Système à vide

L'indice de réfraction du milieu où se propage la lumière est susceptible de varier à cause des molécules de gaz présentes sur la trajectoire des faisceaux. Ces fluctuations entraînent un bruit de phase supplémentaire. Pour s'en affranchir, l'ensemble de l'instrument est confiné dans des enceintes dans lesquelles doit régner un vide poussé compris

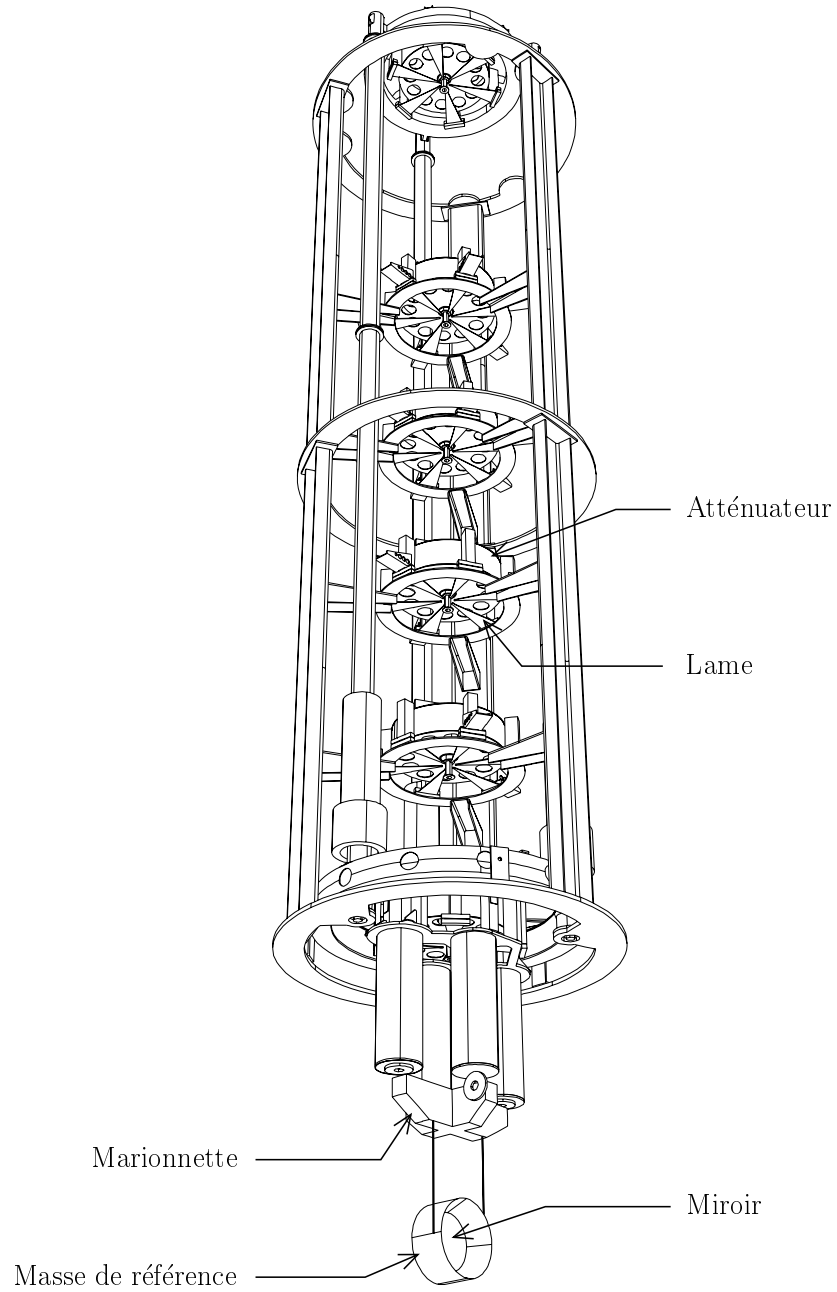


FIG. 3.2 – Vue en trois dimensions du *super-atténuateur* de VIRGO.

entre 10^{-9} mbar pour l'hydrogène et 10^{-14} mbar pour les hydrocarbures. Ce dernier niveau de pression est exigé pour que les molécules de gaz ne se déposent pas sur les miroirs et altèrent ainsi leur qualités.

3.2.4 Stratégie de contrôle

Le *super-atténuateur* agit comme un filtre passe-bas ayant une fréquence de résonance relativement basse, au delà de laquelle les mouvements des miroirs sont fortement atténués d'un facteur 10^{-9} à 3 Hz. En dessous de cette fréquence de résonance les mouvements résiduels des miroirs, de l'ordre du μm , constituent une contrainte pour maintenir les cavités de recyclage et les cavités Fabry-Perot en condition de résonance. Il est donc nécessaire d'opérer un contrôle actif sur la position des miroirs pour conserver l'interféromètre à son point de fonctionnement. Celui-ci doit assurer le contrôle de 4 degrés de liberté :

- la longueur des cavités Fabry-Perot L_1, L_2
- la longueur de la cavité de recyclage $l_r = l_0 + (l_1 + l_2)/2$
- l'asymétrie entre les bras de l'interféromètre $\Delta l = |l_1 - l_2|$

Les variations de ces longueurs se traduisent par une variation de puissance dans l'interféromètre que l'on peut détecter par un réseau de photodiodes B1, B2, B5 positionnées de manière appropriée (figure 3.3). Les signaux correspondants sont ensuite utilisés comme *signaux d'erreur* dans l'asservissement longitudinal de la position des miroirs.

De la même manière un contrôle de la position des miroirs dans leurs degrés de liberté angulaires est impératif pour assurer un alignement des miroirs garantissant un couplage optimal du faisceau laser à l'interféromètre. Cet asservissement repose également sur l'utilisation de signaux issus de l'interféromètre et collectés par des photodiodes à quadrants B7, B8.

3.2.5 Sensibilité

La configuration du détecteur évoquée précédemment se justifie par la nécessité de combattre les différentes sources de bruit pouvant affecter la mesure. Il s'agit ici d'estimer le niveau de chacun de ces bruits exprimé en amplitude d'ondes gravitationnelles afin d'évaluer la sensibilité théorique de VIRGO.

Le bruit de photons

En présence des cavités Fabry-Perot et avec le recyclage, la limite due au bruit de photon est :

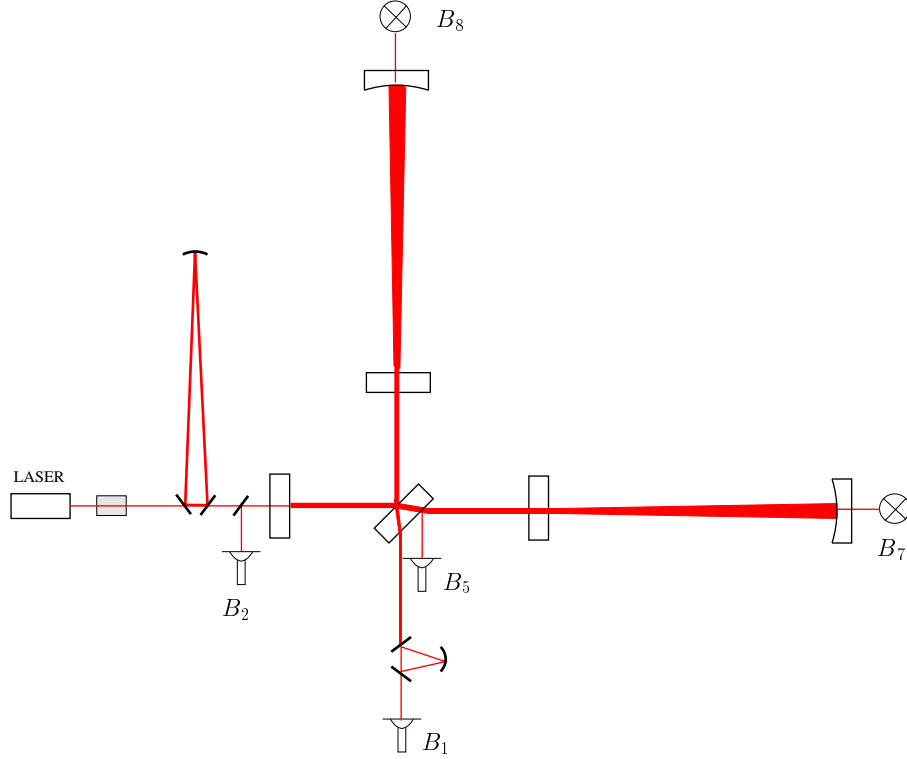


FIG. 3.3 – Positions des photodiodes servant au contrôle de l'interféromètre.

$$\tilde{h}(f) = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{L} \sqrt{\frac{h\nu}{2\eta\gamma P_0}} \frac{\pi}{2\mathcal{F}} \sqrt{1 + \frac{f^2}{f_c^2}} \quad (3.3)$$

$$= 1.8 \cdot 10^{-23} / \sqrt{Hz} \text{ à basse fréquence} \quad (3.4)$$

avec λ et ν la longueur d'onde et la fréquence de la lumière, L , \mathcal{F} , f_c la longueur, la finesse et la fréquence de coupure des cavités Fabry-Perot, P_0 la puissance du laser, γ le facteur de recyclage, η l'efficacité de la photodiode et h la constante de Planck.

Le bruit sismique

L'activité sismique affecte la position des miroirs à travers des déplacements horizontaux transmis directement ou par couplage aux déplacements verticaux. La longueur des bras de l'interféromètre est à l'origine de ce couplage. En effet les directions verticales aux deux extrémités des cavités Fabry-Perot ne sont pas parallèles mais forment un angle $\theta = L/R_\oplus$ où R_\oplus est le rayon de la terre. Le faisceau parcourant la cavité n'est donc

pas orthogonal à l'axe de la suspension. Par ce seul effet, les mouvements dans l'axe du faisceau sont couplés avec le bruit sismique vertical.

Pour atténuer les mouvements de chaque degré de liberté les miroirs sont suspendus au *super-atténuateur*. La densité spectrale du bruit sismique au niveau de chaque miroir s'écrit alors :

$$\tilde{h}_s = \frac{2}{L} \sqrt{T_h(f)^2 + [\theta \cdot T_v(f)]^2} \cdot X_S(f) \quad (3.5)$$

où $T_v(f)$ et $T_h(f)$ sont respectivement les fonctions de transfert du *super-atténuateur* dans les degrés de liberté horizontal et vertical et $X_S(f)$ est le bruit sismique à la surface de la terre dont la densité spectrale pour le site de Cascina est la suivante :

$$\tilde{X}(f) = \frac{10^{-6}}{f^2} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}} \quad \text{pour } f > 1 \text{ Hz} \quad (3.6)$$

$$(3.7)$$

Le bruit thermique

Chaque miroir de VIRGO est suspendu par des fils, accrochés à l'étage final d'un *super-atténuateur* et plongé dans un vide poussé. Ce système peut être comparé à un ensemble de pendules dissipant de l'énergie thermique par rayonnement ou de façon interne dans les matériaux. A ces dissipations sont reliés les mouvements aléatoires des miroirs que l'on appelle bruit thermique (théorème fluctuation-dissipation [15]).

On doit considérer toute une série d'oscillateurs : les miroirs, les fils de suspension, l'étage de positionnement du miroir, les étages du *super-atténuateur*. Le bruit thermique associé peut être modélisé par une somme quadratique sur les différents modes propres du miroir et de sa suspension :

$$\tilde{h}(f) = \frac{1}{L} \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{4k_B T Q_i}{m_i (2\pi f_i)^2 (2\pi f) [1 + Q_i^2 (f^2/f_i^2 - 1)^2]}} \quad (3.8)$$

avec : f_i , m_i , Q_i la fréquence, la masse effective et le facteur de qualité du mode i , k_B la constante de Boltzmann et T la température.

On peut distinguer les contributions suivantes :

- Le bruit pendulaire

Au dessus de quelques fois la fréquence de résonance, la formule 3.8 peut se simplifier en :

$$\tilde{x}_{therm}^2 = \frac{4k_B T (2\pi f_o)^2}{mQ(2\pi f)^5} \quad (3.9)$$

– Les modes violons

Les fils de suspension des miroirs peuvent eux aussi être excités par une température non nulle. La fréquence des modes de vibration est donnée par la relation suivante [1] :

$$f_n = \frac{n}{2} \sqrt{\frac{mg}{Nm_f l}}, \quad (3.10)$$

où l est la longueur d'un fil, m_f sa masse, N le nombre de fils, m la masse suspendue et g l'accélération de la pesanteur. Le nombre n est l'ordre de l'harmonique considérée. La fréquence du mode fondamental est environ 300 Hz. La densité totale du bruit thermique dû aux modes violons est obtenue en faisant la somme quadratique des bruits de chacun des modes (en pratique, le calcul n'inclut que les premiers modes), et en incluant un facteur 4 pour les 4 miroirs suspendus :

$$\tilde{x}_{violons}^2(f) = 4 \frac{4k_B T}{(2\pi)^3 f} \frac{4Nm_f l}{mg} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\phi(f)}{\left(\left(1 - \left(\frac{f}{f_n} \right)^2 \right)^2 + \phi(f)^2 \right)} \quad (3.11)$$

– Modes internes des miroirs

Un miroir possède des modes de vibration qui sont excités si la température n'est pas nulle. Les fréquences de résonance des modes les plus bas sont :

$$f_{int} = \frac{1}{2} \frac{v_S}{d}, \quad (3.12)$$

où v_S est la vitesse longitudinale du son dans le miroir et d son diamètre. Le facteur de qualité de ce type de modes peut en principe atteindre l'inverse de l'angle de perte

ϕ . Il dépend du matériau employé pour le miroir. La silice a, outre d'excellentes propriétés optiques, un angle de perte $\phi < 10^{-6}$ à température ambiante. Il est important de repousser les résonances à des fréquences aussi hautes que possible, mais le bruit interne du miroir impose également une limite à la sensibilité sur tout le spectre :

$$\tilde{x}^2 = \sum_i \frac{4k_B T}{m_i Q_i (2\pi f_i)^2 (2\pi f)} \quad (3.13)$$

Sensibilité effective

La courbe de sensibilité théorique de VIRGO est présentée sur la figure 3.4. Celle-ci est calculée en prenant en compte les contributions des différentes sources de bruit modélisables. Quatre des sources contribuent à limiter la sensibilité du détecteur dans 4 zones de fréquences différentes :

- basses fréquences ($f < 4Hz$) : L'amplitude du bruit sismique limite la sensibilité du détecteur et rend impossible la détection d'ondes gravitationnelles dans cette région.
- fréquences intermédiaires ($4Hz < f < 500Hz$) : Le bruit thermique associé au mode pendulaire et aux modes internes du miroir limite successivement la sensibilité du détecteur.
- hautes fréquences ($f > 500Hz$) : La sensibilité du détecteur dans cette région est limitée par le bruit de photon. Les pics de grande amplitude compris entre quelques centaines de Hz et 10 kHz sont des contributions apportées par les modes violons des fils de suspension.

Cette description est naturellement théorique, et la courbe de sensibilité de VIRGO ne représente qu'une limite inférieure du bruit du détecteur. Dans la pratique de nombreuses autres sources vont venir dégrader la sensibilité : pollution électromagnétique de l'électronique (50 Hz et ses harmoniques), bruits introduits par les asservissements et les imperfections de l'interféromètre... Si ces contributions ne sont pas prédictibles elles peuvent néanmoins être réduites à mesure que les procédures de diagnostic conduisent à une meilleure compréhension du détecteur.

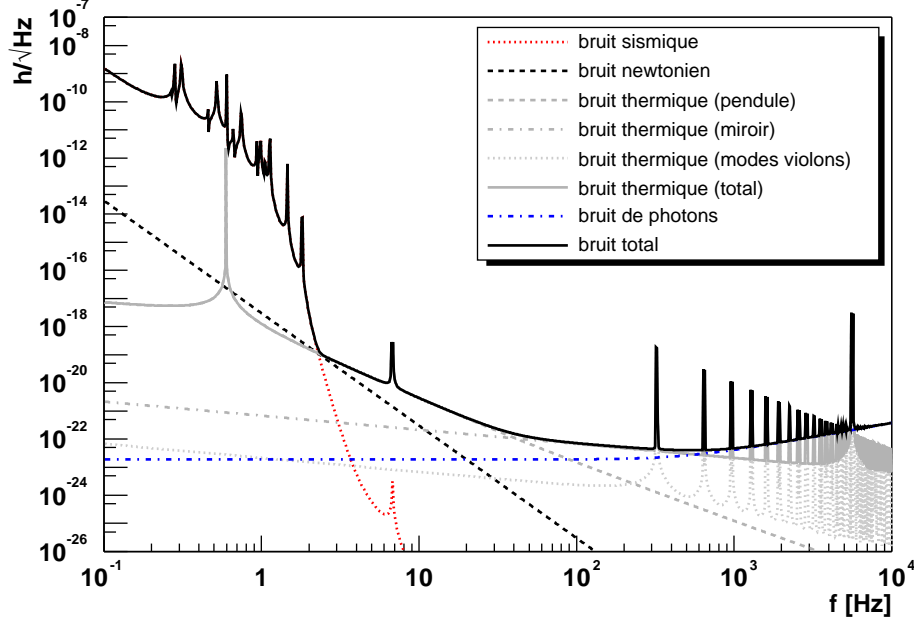


FIG. 3.4 – Contribution des différents bruits à la sensibilité du détecteur VIRGO en fonction de la fréquence.

3.3 Modulation et extraction du signal d'onde gravitationnelle

Pour s'affranchir des fluctuations de puissance du laser, la lumière est modulée en phase à plusieurs MHz et le signal gravitationnel est extrait par démodulation synchrone. La technique de modulation consiste à placer un élément électro-optique (cellule de Pockels) avant le miroir de recyclage et à introduire une petite asymétrie entre les bras de l'interféromètre. Le signal ainsi modulé est ensuite démodulé de manière cohérente en sortie de l'interféromètre. Si $A_0 e^{i\omega_0 t}$ est le champ incident avant la cellule de Pockels, m la profondeur de modulation et $\Omega/2\pi$ la fréquence de modulation, alors le champ à la sortie de la cellule de Pockels s'écrit :

$$A_{mod}(t) = A_0 e^{i(\omega t + m \cos \Omega t)} \quad (3.14)$$

Si la profondeur de modulation est faible, on peut alors développer l'expression précédente en série de Bessel :

$$A_{mod}(t) = A_0[J_0(m)e^{i\omega t} + J_1(m)e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(m)e^{i(\omega-\Omega)t}] \quad (3.15)$$

La modulation de phase équivaut donc à introduire dans l'interféromètre deux bandes latérales de fréquence $\omega + \Omega$ et $\omega - \Omega$ en opposition de phase. La puissance en sortie de l'interféromètre s'écrit :

$$P(t) = P_{DC} + P_{\Omega}^{phase} \cos(\Omega t) + P_{\Omega}^{quad} \sin(\Omega t) + \dots (\text{termes d'ordre supérieur en } \Omega t) \quad (3.16)$$

L'opération de démodulation consiste à faire passer le signal de la photodiode par un mélangeur, qui le multiplie par une référence à la fréquence de modulation. Si le signal de référence est en phase avec la modulation on parle de démodulation en phase ; de démodulation en quadrature s'il est en opposition de phase.

Lorsque la porteuse est sur la frange noire, le signal démodulé est nul. En revanche au passage d'une onde gravitationnelle la porteuse est non nulle en sortie de l'interféromètre et interfère avec les bandes latérales pour générer un signal à la fréquence de modulation. Nous verrons dans le chapitre 4 que l'on peut régler la phase du signal de référence pour retrouver l'intégralité du signal d'onde gravitationnelle soit dans le terme de phase P_{Ω}^{phase} soit dans le terme de quadrature P_{Ω}^{quad} , à la condition toutefois qu'il existe une asymétrie statique entre les bras.

Cette condition permet à la porteuse et aux bandes latérales d'être résonantes dans la cavité de recyclage et aux bandes latérales d'être anti-résonantes dans les cavités Fabry-Perot. On empêche ainsi que le signal d'onde gravitationnelle introduise un même déphasage sur les 3 raies qui annihilerait le phénomène de battement entre la porteuse et les bandes latérales. L'asymétrie dépend de la fréquence de modulation Ω et du contraste de l'interféromètre. A la fréquence de modulation choisie pour VIRGO (6.25 MHz), l'asymétrie est de l'ordre de 0.8 m.

3.4 L'interféromètre central (CITF)

L'interféromètre central constitue la première étape du détecteur VIRGO. En effet, pendant la construction des bras de 3 km de VIRGO la partie centrale du détecteur a été adaptée afin de permettre la mise en œuvre d'un interféromètre de Michelson recyclé appelé CITF. En l'absence de cavités Fabry-Perot les miroirs d'entrée des cavités sont totalement réfléchissants, formant ainsi avec la séparatrice deux bras de 5.6 m et 6.4 m de longueur. Le miroir de recyclage a un coefficient de réflexion de 0.985 afin d'obtenir un facteur de recyclage de 100.

Les deux miroirs de bout de bras ont un rayon de courbure de 100 m alors que le miroir de recyclage est plat ; ceci fait que la taille de *waist* dans les deux cavités (recyclage/miroir nord et recyclage/miroir ouest) est de 3.25 mm sur le miroir de recyclage [16]. Chacun de ces miroirs ainsi que la séparatrice sont suspendus aux *super-atténuateurs* qui seront utilisés dans VIRGO. De diamètre plus réduit que ceux qui seront utilisés pour VIRGO, les deux miroirs d'entrée des cavités Fabry-Perot et la séparatrice sont solidaires d'un support en aluminium.

Dans sa version finale, le CITF utilisait un laser d'une puissance de 10 W modulé en phase à la fréquence $\frac{\Omega}{2\pi} = 12.5 \text{ MHz}$. En l'absence des cavités Fabry-Perot et de la source laser de 20 W qu'utilisera le système d'injection de VIRGO, le faisceau de frange noire après le mode cleaner de sortie est détecté par une seule photodiode appelée B1. Une fraction du signal de frange noire est lue par B1p avant le mode cleaner de sortie, tandis que le faisceau réfléchi par la face arrière de la séparatrice est lu par la photodiode B5. Chacun de ces trois signaux est ensuite démodulé et mis en forme pour être utilisé comme signal d'erreur de l'interféromètre. Les deux longueurs à contrôler sont la longueur de frange noire ($\delta l = l_2 - l_1$) et la longueur de recyclage ($l_r = l_0 + \frac{l_1 + l_2}{2}$).

Utilisé pour valider l'ensemble de la technologie de VIRGO, le CITF a subi de nombreux changements dans sa configuration optique et dans les techniques utilisées pour son contrôle. Une description des évolutions majeures du CITF pendant cette période de *commissioning* sera faite de manière plus précise dans le chapitre 5.

3.5 Les autres détecteurs interférométriques

Le résumé qui suit présente d'autres détecteurs d'ondes gravitationnelles de type interférométrique actuellement opérationnels ou à l'état de projet.

- La collaboration américaine LIGO [17] englobe en fait 3 détecteurs, deux de 4 km de long situés à Hanford dans l'état de Washington et à Livingston dans l'état de Louisiane, le troisième de 2 km étant également construit à Hanford. Leur configuration est la même que celle adoptée par VIRGO à savoir un Michelson recyclé avec des cavités Fabry-Perot. Néanmoins LIGO fait le choix d'adopter un système de suspension des miroirs plus simple, qui rend la sensibilité à basse fréquence inférieure à celle attendue pour VIRGO. La sensibilité attendue pour ces détecteurs est de $3 \cdot 10^{-23} / \sqrt{\text{Hz}}$ en unité d'amplitude d'onde gravitationnelle à 300 Hz.
- GEO est une collaboration anglo-allemande [18] qui a construit près de Hannovre un interféromètre de 600 m de long original dans sa configuration puisqu'il n'utilise pas de cavités Fabry-Perot mais des lignes à retard pour augmenter le chemin optique

de la lumière et à une stratégie de recyclage du signal de frange noire innovante [19].

- TAMA est un interféromètre japonais de 300 m de long [20]. C'est l'un des premiers détecteurs à avoir fonctionné, mais sa taille réduite l'empêche d'espérer une sensibilité meilleure que $10^{-21}/\sqrt{Hz}$.
- Le projet LISA (pour Laser Interferometer Space Antenna) devrait débuter en 2004, pour un lancement en 2011. Le détecteur est constitué de 3 modules, séparés de 5 millions de km et formant un triangle équilatéral incliné à 60° par rapport à l'écliptique, dont le centre suit une trajectoire semblable à celle de la terre, à une distance angulaire de 20° . La bande de fréquence accessible à LISA va d'une fraction à quelques centaines de mHz, ainsi les objectifs scientifiques concernent spécialement les coalescences de trous noirs et de nombreux systèmes binaires galactiques.

Chapitre 4

Calibration de l'électronique du système de détection

Le rôle du système de détection est de lire la puissance des faisceaux issus de l'interféromètre et de les mettre en forme afin que ces signaux puissent être utilisés pour la compréhension de l'état du détecteur, le maintien à son point de fonctionnement et la recherche de signaux d'ondes gravitationnelles.

Le système de détection de VIRGO est composé d'un banc suspendu (figure 4.1) qui transmet quatre faisceaux optiques vers un banc externe (figure 4.2) : le faisceau provenant de la réflexion sur la face arrière de la séparatrice, une fraction du faisceau de frange noire avant passage par le mode cleaner de sortie et les faisceaux transmis et réfléchi par ce mode cleaner [22].

La puissance de chacun de ces faisceaux est mesurée par un réseau de photodiodes. La puissance du faisceau de frange noire étant d'environ 1 W, 16 photodiodes formant le bloc D1 sont par exemple nécessaires. A chacune de ces photodiodes est associée une chaîne électronique dont le rôle est de transformer la puissance lue en un signal prêt à être numérisé. L'électronique analogique utilisée est par nature susceptible d'introduire des dispersions dans la réponse d'une chaîne par rapport à une autre. Afin que chaque bloc de photodiodes puisse être vu par le reste de l'interféromètre comme une photodiode unique il faut étalonner chacune des voies électroniques.

Les spécifications sur la lecture du signal de frange noire étant les plus exigeantes, ce sont elles qui justifient l'architecture de la chaîne électronique de lecture commune à tous les signaux. Après avoir justifié et présenté chacun des éléments qui la composent on détaille dans ce chapitre la mesure des paramètres nécessaires à sa caractérisation. L'ensemble de ces paramètres seront ensuite inclus dans la configuration du programme de lecture des signaux numérisés, où ils serviront à l'élaboration d'un filtre numérique

permettant de reconstruire l'information contenue dans les faisceaux incidents.

4.1 La chaîne électronique associée aux photodiodes

En première approximation la puissance du signal de frange noire en sortie du mode cleaner est la superposition d'une composante continue, d'une composante à la fréquence de modulation (Ω) et d'une composante à la fréquence double (2Ω).

$$P = P_{DC} + P_{\Omega}\cos(\Omega t + \Phi_{\Omega}) + P_{2\Omega}\cos(2\Omega t + \Phi_{2\Omega}) \quad (4.1)$$

Les signaux utiles sont la puissance continue et le signal à la fréquence de modulation. Le signal continu est utilisé comme un indicateur de la puissance stockée dans l'interféromètre. Le signal à la fréquence de modulation contient l'information sur la différence de longueur entre les bras de l'interféromètre et est utilisé comme signal d'erreur pour l'asservissement du *mode différentiel*.

Le signal au double de la fréquence de modulation n'apportant pas d'information supplémentaire sur l'état du détecteur, cette composante sera filtrée au début de la chaîne électronique de lecture ¹.

L'électronique de lecture extrait la composante continue et la composante à la fréquence de modulation puis, au travers d'une série de traitements, adapte ces signaux afin qu'ils puissent être collectés par l'acquisition de données :

- Préamplification du signal : La fonction de pré-amplification est essentiellement la conversion courant-tension. L'électronique nécessaire à cette conversion est placée juste derrière la photodiode. C'est à ce niveau que la composante à 2Ω est éliminée (atténuation de 60 dB par rapport au signal à Ω) et le signal est séparé entre sa composante continue et sa composante alternative.
- Démodulation du signal : Une fois isolée, la composante alternative du signal est démodulée grâce au signal de référence de l'oscillateur local (LO). Afin de récupérer toute l'information contenue dans les bandes latérales on effectue une démodulation en phase et en quadrature. On utilise donc deux mélangeurs dont les entrées LO sont déphasées de 90° . Un retard programmable au niveau de l'oscillateur local permet de séparer correctement les signaux en phase et en quadrature.

¹Filtré dans la configuration du CITF le signal au double de la fréquence de modulation sera récupéré dans l'architecture électronique de VIRGO. Ce signal sera notamment utilisé pour acquérir le contrôle de la cavité de recyclage (bandes latérales résonantes)

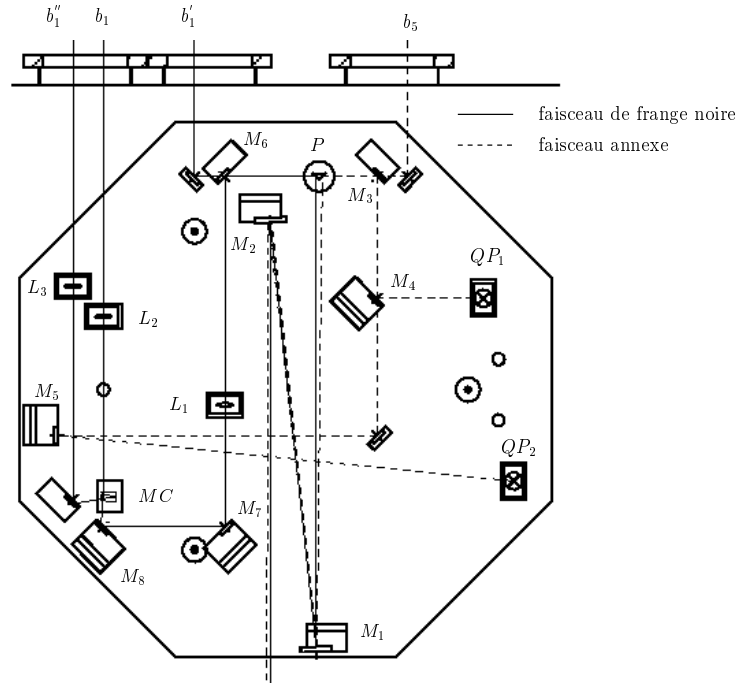


FIG. 4.1 – Banc de détection suspendu : vue de dessus. Les premiers éléments optiques rencontrés par les faisceaux venant de la séparatrice sont les miroirs du télescope M_1 et M_2 . A l'entrée du banc de détection, les faisceaux ont des diamètres de 2 cm, le télescope permet de ramener la taille à 1 mm et de séparer les deux faisceaux sur le prisme P . Le faisceau de frange noire est ensuite filtré par la cavité "Mode Cleaner" OMC . Le faisceau annexe est envoyé sur les diodes quadrants QP_1 et QP_2 qui sont utilisées pour l'alignement du banc.

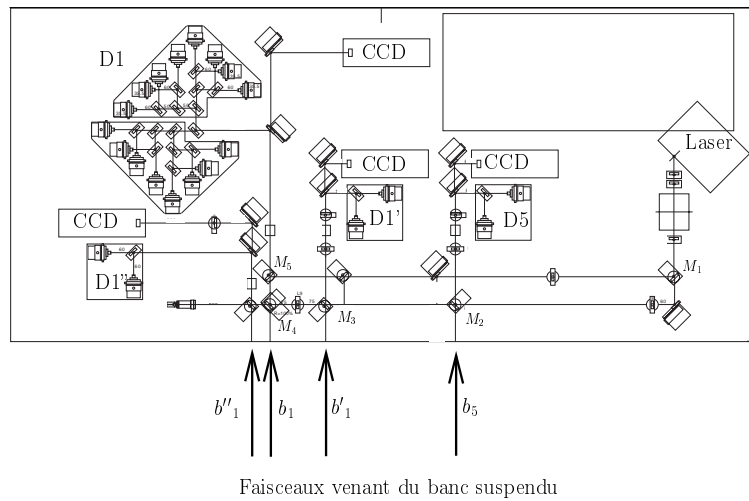


FIG. 4.2 – Le banc de détection externe contient l'ensemble de détection du faisceau b_1 transmis par le mode cleaner (bloc de photodiodes $D1$), du faisceau b''_1 réfléchi par le mode cleaner, du faisceau b'_1 avant le mode cleaner et du faisceau b_5 venant de la réflexion sur la séparatrice.

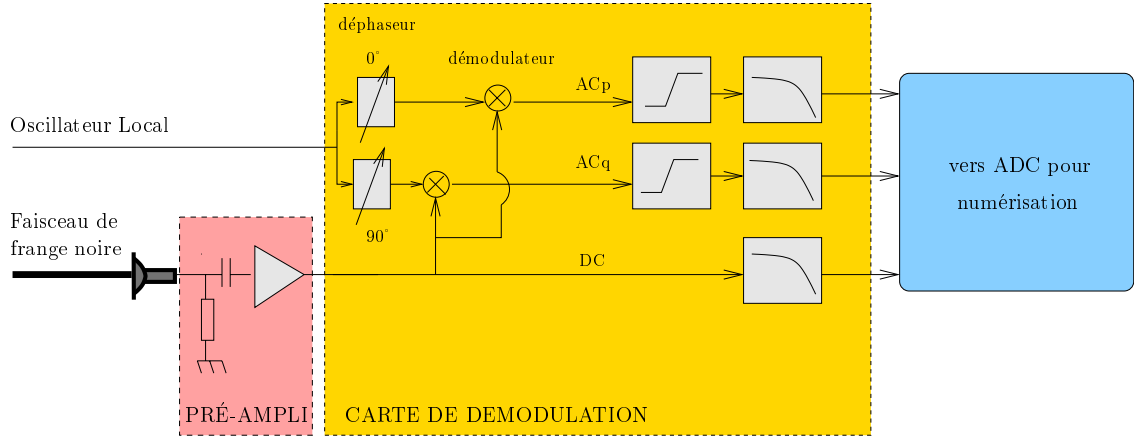


FIG. 4.3 – Chaîne de lecture électronique du signal de frange noire pour une photodiode suivie d'un pré-amplificateur. La composante alternative du signal est démodulée en phase et quadrature puis sa dynamique est adaptée à celle des ADC grâce à un filtre de mise en forme. La composante haute fréquence ($> 10kHz$) est finalement filtrée juste avant numérisation.

- Adaptation de la dynamique du signal :

Les grandes variations de signal sont concentrées à basse fréquence (mouvements de grande amplitude des miroirs) tandis que les variations de signal restent faibles dans la bande passante du détecteur destinée à la recherche de signaux d'ondes gravitationnelles [5Hz, 10kHz]. Afin d'adapter la dynamique du signal à la dynamique des ADC 16 bits utilisés pour la numérisation, le signal démodulé en phase et en quadrature est donc filtré. Le gabarit du filtre situé en aval du mélangeur permet de conserver la dynamique des signaux basse fréquence avec un gain unité jusqu'à 2 Hz et d'amplifier la dynamique des signaux situés dans la bande passante du détecteur. Son gain permet d'amplifier d'un facteur 35 l'amplitude des signaux au-dessus de 100 Hz.

- Filtrage anti-repliement :

La fréquence d'échantillonnage du signal est de 20 kHz. Pour éviter le repliement du spectre autour de la fréquence de Nyquist, on doit filtrer les signaux au-dessus de 10 kHz. Le filtre utilisé à cet effet est un filtre de Butterworth d'ordre 6 auquel sont ajoutés 3 notchs pour augmenter la coupure. La fréquence de coupure du filtre, correspondant à une atténuation du gain de 3 dB, est située à 8.3 kHz, à 20 kHz l'atténuation est de 80 dB. Le retard introduit par ce filtre est de l'ordre de 70 μs [23].

L'ensemble de l'électronique nécessaire à la démodulation du signal et à sa mise en

forme est concentré sur une même carte électronique, appelée carte de démodulation, et placée dans un châssis à quelques mètres des photodiodes et de leurs préamplificateurs. Dans ce même châssis se trouvent les cartes LO chargées de la distribution du signal de démodulation pour chacune des 16 cartes associées au 16 photodiodes.

4.2 La carte électronique de démodulation

4.2.1 Offset

Une première mesure est réalisée sans éclairer les photodiodes afin de calculer les niveaux continus (offsets) de chaque voie. Les niveaux ainsi mesurés sont ensuite inclus dans la configuration du programme de lecture des canaux d'ADC. La figure 4.13 montre l'évolution d'un offset au cours du temps. La dérive maximale observée sur une voie est de 0.06 mV sur environ 2 heures et demie de prise de données.

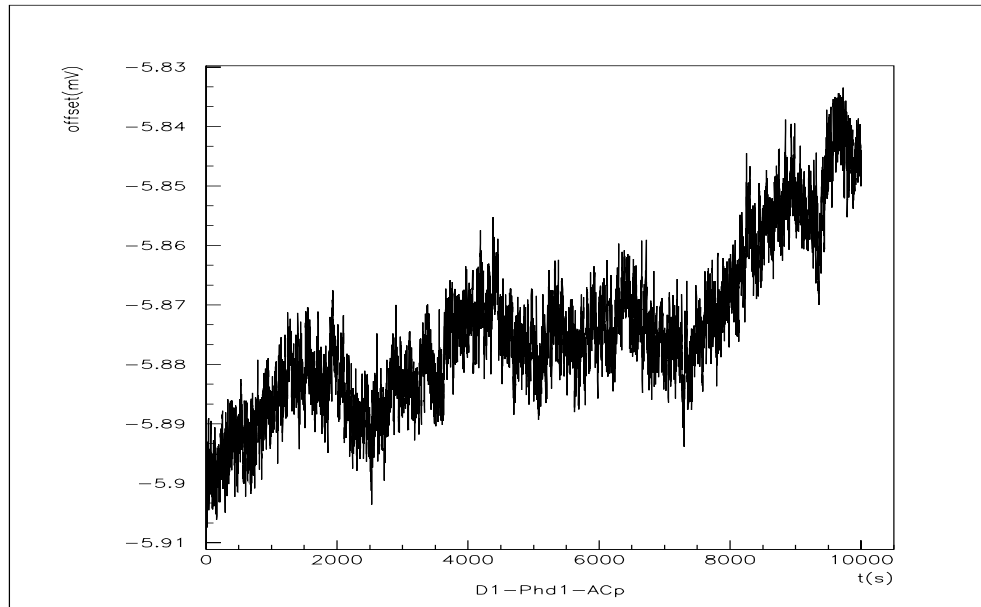


FIG. 4.4 – Evolution de l'offset d'une voie d'électronique en fonction du temps.

4.2.2 Filtre de mise en forme

A la sortie du démodulateur on s'intéresse au signal dans une bande de fréquence comprise entre 0 et quelques kHz. Le choix de l'expérience VIRGO est de numériser le

signal à une fréquence d'échantillonnage de 20 kHz avec des ADC 16 bits sur une plage de -10 à +10 Volts.

La particularité des signaux démodulés en phase et en quadrature est de présenter une grande dynamique entre leurs composantes basse fréquence et haute fréquence. Le signal démodulé est donc mis en forme par un filtre analogique afin d'ajuster la dynamique de ces signaux à celle des ADC. Le filtre doit permettre d'amplifier les signaux au-delà de quelques dizaines de Hz d'un facteur de l'ordre 20 sans modifier les signaux ayant une fréquence inférieure à 2 Hz. Un filtre du deuxième ordre ayant deux pôles à la fréquence f_1 et deux zéros à la fréquence f_2 correspond à ce gabarit.

$$D(s) \propto A \left(\frac{1 + \frac{s}{s_1}}{1 + \frac{s}{s_2}} \right)^2 \quad (4.2)$$

où $s = i2\pi f$, $s_1 = 2\pi f_1$ et $s_2 = 2\pi f_2$

Ces filtres sont réalisés grâce à l'étage d'entrée du montage de la figure 4.5, où $R_1 = 30k\Omega \pm 10\%$, $R_2 = 6,2k\Omega \pm 10\%$, $C_1 = 2,2\mu F \pm 15\%$ sont les valeurs des composants analogiques fixant les fréquences de coupure du filtre :

$$f_1 = \frac{1}{2\pi(R_1 + R_2)C_1}$$

$$f_2 = \frac{1}{2\pi R_2 C_1}$$

$$f_1 = (2,00 \pm 0,50)\text{Hz} \text{ et } f_2 = (11,66 \pm 2,92)\text{Hz}$$

Une simulation de la fonction de transfert du filtre de mise en forme montre que la dispersion des composants électroniques analogiques peut entraîner jusqu'à 200% de variation de son module et jusqu'à 0.2° de variation de sa phase (figure 4.6). Une non prise en compte de cette dispersion conduirait à biaiser la reconstruction de la puissance lumineuse incidente. Afin d'éviter de telles conséquences on procède à une caractérisation *a priori* des fréquences de coupure de l'ensemble des filtres de mise en forme.

4.2.3 Gains relatifs et coefficients du filtre

Principe de la mesure

Un bruit blanc modulé à la fréquence de l'oscillateur local est injecté sur l'entrée de la carte de démodulation. Les signaux démodulés en phase et en quadrature ainsi que le

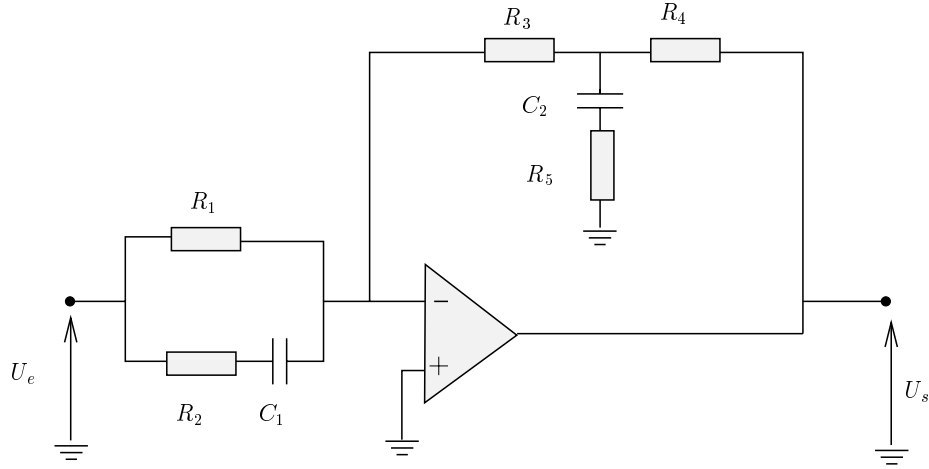


FIG. 4.5 – Schéma électrique du filtre D

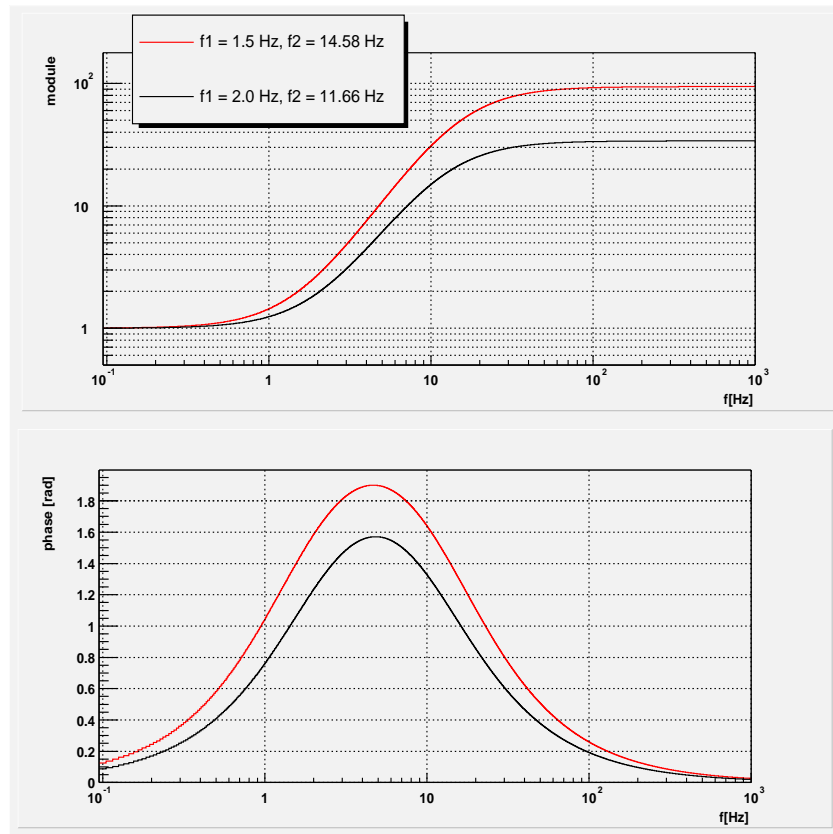


FIG. 4.6 – Module et phase de la fonction de transfert théorique du filtre de mise en forme D , pour deux couples de fréquences.

signal de bruit blanc de référence sont envoyés sur les ADC (figure 4.7). La mesure de la fonction de transfert entre les signaux démodulés et le signal de référence permet de déterminer le module et la phase du filtre de mise en forme dans la gamme de fréquence comprise entre 0.1 Hz et quelques kHz.

Une première campagne de mesures destinée à caractériser ces filtres a permis de mettre en évidence des non-linéarités dans la réponse de la carte électronique liées à certaines capacités utilisées dans le filtre de mise en forme [24]. De nouveaux filtres ont donc été réalisés. Les résultats présentés par la suite sont issus d'une deuxième campagne de mesure, effectuée en février 2003, sur les cartes électroniques bénéficiant des filtres de deuxième génération.

Caractérisation

La fonction de paramétrisation de la fonction de transfert du filtre est donnée par l'équation 4.2 avec un terme de retard :

$$D(f) = A \frac{(1 + \frac{s}{s_1})^2}{(1 + \frac{s}{s_2})^2} e^{i\omega\tau} \quad (4.3)$$

où $s = i\omega$ et $s_i = 2\pi f_i$

Le pôle double, le zéro double et le retard τ sont les paramètres libres de cette paramétrisation. Le résultat d'une mesure effectuée sur une des voies d'électronique est présenté sur la figure 4.8. La paramétrisation de cette mesure est issue d'un ajustement simultané sur le module et la phase de la fonction de transfert du filtre. Les erreurs sur le module sont calculées sur la base du signal de cohérence entre le signal de référence et le signal démodulé (voir annexe A).

La mesure a été renouvelée sur l'ensemble des filtres de mise en forme présents sur les 8 cartes de démodulations associés aux 8 premières photodiodes du bloc D1 (tableau 4.1). La mauvaise cohérence entre le signal démodulé et le signal de bruit blanc observée sur 4 des 16 canaux de lecture n'a pas permis de caractériser les filtres de mise en forme correspondants. L'origine de ce problème n'est pas encore identifiée, mais la prochaine campagne de mesures sur les 8 autres cartes pourrait apporter quelques éléments de réponse.

Sur les autres canaux, la dispersion maximale observée sur les 3 paramètres A , f_1 , f_2 est de l'ordre de 4% ce qui traduit une faible dispersion des composants électroniques utilisés. Le retard issu de l'ajustement est globalement constant ($\sim 70\mu s$), et cohérent avec le retard introduit par le filtre anti-repliement dans la gamme de fréquence utilisée pour l'ajustement [0.1Hz, 500Hz]. La précision sur les valeurs des paramètres est estimée à partir de leur sensibilité vis à vis d'un déplacement de la fenêtre d'ajustement. Les résultats

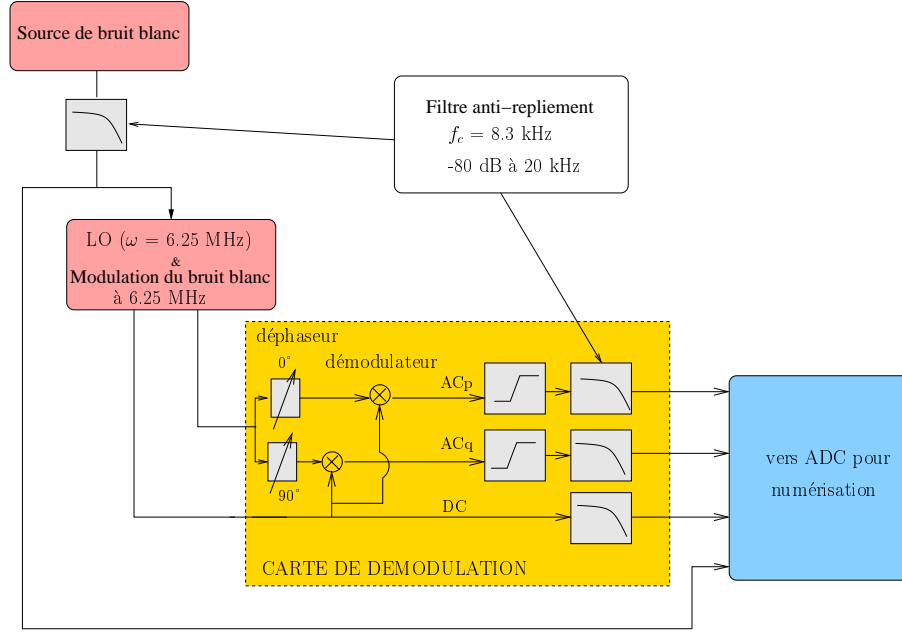


FIG. 4.7 – Configuration expérimentale pour la caractérisation du filtre de mise en forme.

	χ^2/ndf	A	f_1 (Hz)	f_2 (Hz)	τ (s)
Pr-B1-d1-ACp	5969/2490	1.91	2.30	13.52	-6e-05
Pr-B1-d2-ACp	3395/2490	1.88	2.29	13.43	-7e-05
Pr-B1-d3-ACp	7233/2490	1.88	2.29	13.51	-6e-05
Pr-B1-d4-ACp	2919/2490	1.85	2.32	13.57	-8e-05
Pr-B1-d5-ACp	3745/2490	1.87	2.29	13.52	-8e-05
Pr-B1-d6-ACp	4724/2490	1.87	2.28	13.47	-8e-05
Pr-B1-d7-ACp	4289/2490	1.88	2.33	13.66	-7e-05
Pr-B1-d8-ACp					
Pr-B1-d1-ACq	2318/2490	1.90	2.31	13.58	-8e-05
Pr-B1-d2-ACq	2650/2490	1.87	2.26	13.32	-9e-05
Pr-B1-d3-ACq	7615/2490	1.92	2.3	13.50	-8e-05
Pr-B1-d4-ACq					
Pr-B1-d5-ACq	2154/2490	1.86	2.30	13.53	-8e-05
Pr-B1-d6-ACq	2888/2490	1.90	2.35	13.76	-7e-05
Pr-B1-d7-ACq					
Pr-B1-d8-ACq					

TAB. 4.1 – Résultats de la caractérisation des filtres de mise en forme sur 8 des 16 cartes du bloc D1

montrent que l'on peut ainsi mesurer la valeur des paramètres à 2 chiffres significatifs près, ce qui correspond à une erreur limite sur l'estimation des fréquences de coupure de 1%.

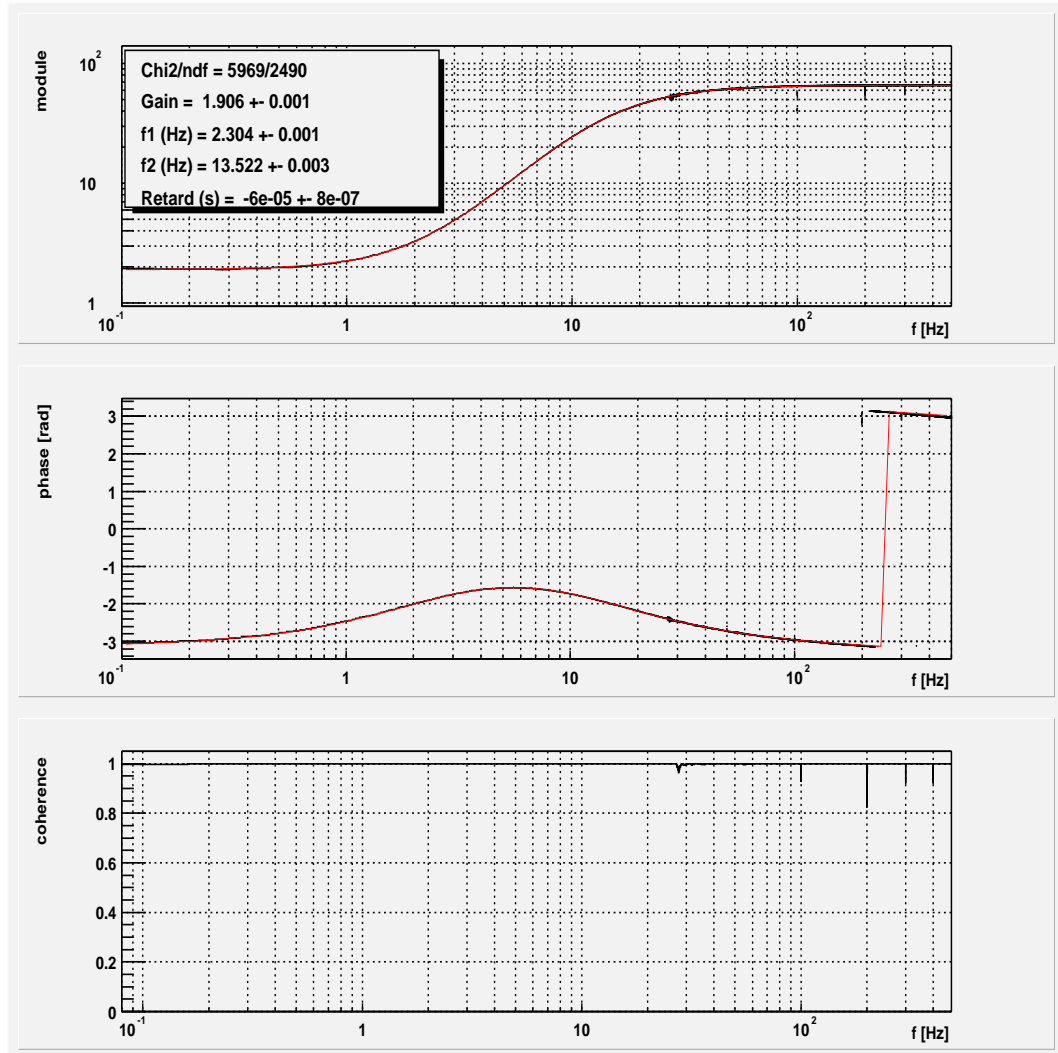


FIG. 4.8 – Module et phase de la fonction de transfert du filtre de mise en forme mesurée sur une des voies électroniques (Pr-B1-d1-ACp). Sur toute la gamme de fréquence $[0.1 \text{ Hz}, 500 \text{ Hz}]$, le signal de cohérence entre le bruit blanc et la voie démodulée est proche de 1. La paramétrisation est donc ajustée sur l'ensemble de cette gamme de fréquence.

4.2.4 Déphasage relatif entre les voies en phase et en quadrature d'une même carte électronique

Les signaux démodulés en phase et en quadrature contiennent des informations indépendantes sur les différentes longueurs des cavités de l'interféromètre ce qui en fait des signaux utiles pour le contrôle du détecteur. La contrainte pour conserver l'indépendance de ces informations est d'effectuer une démodulation avec une erreur sur l'angle de mélange n'excédant pas 0.1° [25]. Le déphasage relatif entre les voies en phase et en quadrature est donc un paramètre à mesurer et à ajuster pour chaque carte de démodulation.

Pour cette mesure on utilise un unique générateur de signaux. Une des voies sert à effectuer une modulation à bande latérale unique que l'on injecte sur l'entrée RF de la carte de démodulation :

$$S(t) = \sin((\omega + \nu)t)$$

où $\omega = 12.5\text{MHz}$ est la fréquence de modulation et ν varie entre 100 Hz et 1 kHz.

La seconde voie est utilisée pour générer un signal à la fréquence de modulation qui est injecté sur l'entrée LO de la carte :

$$S_{LO}(t) = \sin(\omega t + \phi)$$

Le signal démodulé s'écrit :

$$S_{AC}(t) = (\sin(\omega t + \phi) \times \sin((\omega + \nu)t)) \quad (4.4)$$

$$S_{AC_q}(t) = a_2 \sin(\nu t) + b_2 \quad (4.5)$$

$$S_{AC_p}(t) = a_1 \cos(\nu t - \phi) + b_1 \quad (4.6)$$

où $S_{AC_q}(t)$ et $S_{AC_p}(t)$ représentent respectivement le signal en sortie de la voie en quadrature et en sortie de la voie en phase, b_1 et b_2 sont les offsets associés à ces voies, ϕ est le déphasage entre ces voies modulo 90° . La composante à la fréquence double de modulation est filtrée.

On isole ϕ par combinaison des signaux en phase et en quadrature d'une même carte de démodulation :

$$\langle S_{AC_q} \times S_{AC_p} \rangle = \frac{a_1 a_2}{2} \sin \phi + b_1 b_2 \quad (4.7)$$

$$\phi = \arcsin \left(\frac{2}{a_1 a_2} (\langle S_{AC_q} \times S_{AC_p} \rangle - b_1 b_2) \right) \quad (4.8)$$

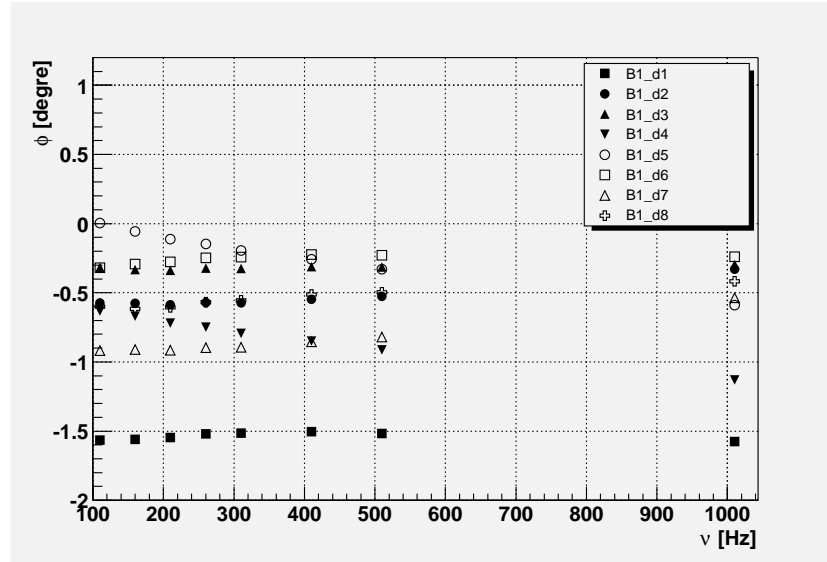


FIG. 4.9 – Mesure de ϕ , en utilisant la combinaison des signaux temporels en phase et en quadrature d'une même carte en fonction de ν . La mesure a été faite sur 8 des 16 cartes électroniques de démodulation du bloc D1.

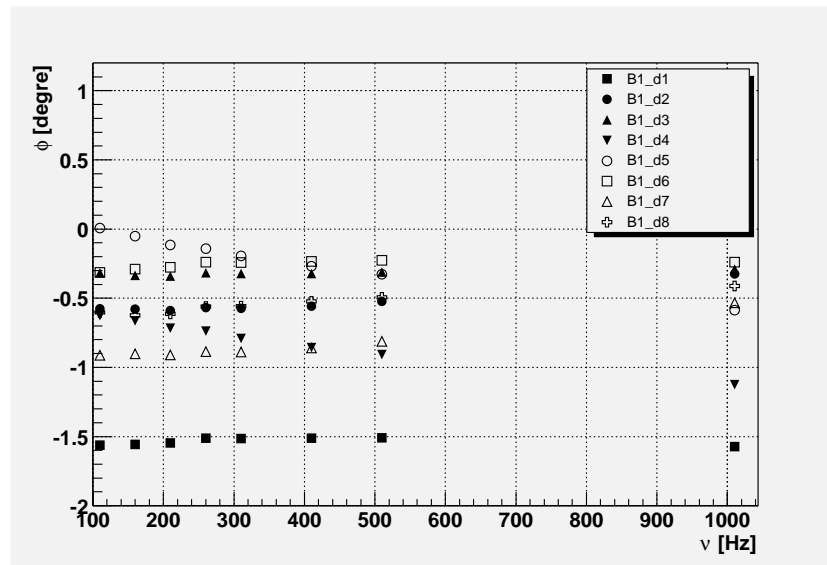


FIG. 4.10 – Mesure de ϕ , en utilisant la transformée de Fourier des signaux en phase et en quadrature d'une même carte en fonction de ν .

Les résultats obtenus par cette méthode sur 8 des 16 cartes du bloc D1 de photodiodes montrent que le déphasage relatif souffre à la fois d'une grande dispersion entre les cartes et de forts écarts par rapport à la spécification (figure 4.9). Afin de confirmer ces résultats, une autre mesure de ϕ a été effectuée en utilisant les transformées de Fourier des signaux démodulés en phase et en quadrature. ϕ est dans ce cas calculée à partir du déphasage relatif mesuré sur le spectre des deux transformées de Fourier à la fréquence ν . Sur la figure 4.10, représentant les résultats issus de cette mesure, apparaissent les mêmes dérives et les mêmes écarts relatifs entre les cartes qu'avec la mesure utilisant la méthode de combinaison des signaux temporels des voies en phase et en quadrature.

Lors de la conception des cartes de démodulation ϕ fut ajusté à zéro avec une précision de 0.1° . Les résultats des mesures montrent que ϕ est un paramètre susceptible de dériver dans le temps qui nécessite d'être réajusté par l'intermédiaire de lignes à retard placées sur chaque carte de démodulation. Malgré ce réglage, des tests en laboratoire sur une carte de démodulation prototype ont montré qu'il subsistait un déphasage relatif de l'ordre de 0.5° . Ce déphasage provient de l'asymétrie entre les filtres de mise en forme analogiques placés sur la voie en phase et les filtres situés sur la voie en quadrature (figure 4.11). Cette dernière observation a justifié une nouvelle mesure en enlevant ces éléments de la carte prototype (figure 4.12). Les déphasages ainsi mesurés ne sont plus biaisés et un réglage de la ligne à retard permet d'ajuster sa valeur à 90° avec une précision de 0.1° sur l'ensemble de la gamme de fréquence utile pour VIRGO.

4.3 L'oscillateur local

La phase du signal d'oscillateur local est un paramètre contrôlable à partir d'une tension continue délivrée par un DAC. L'étalonnage d'une telle carte revient à relier la tension de pilotage au déphasage introduit sur le signal d'oscillateur local. La correspondance phase tension ainsi mesurée est ensuite incluse dans le fichier de configuration utilisé pour ajuster la synchronisation entre le signal de photodiode et l'oscillateur local.

4.3.1 Spécification

Les contraintes concernant la synchronisation entre l'oscillateur local et le signal modulé sont les mêmes que pour le réglage du déphasage relatif entre les voies en phase et celles en quadrature. Une précision de 0.1° sur l'angle de mélange entre l'oscillateur local et les signaux modulés issus de l'interféromètre est requise sur les mêmes critères de séparation de l'information entre les différentes voies. L'ajustement de cette synchronisation s'effectue à partir d'un retard ajustable au niveau de l'oscillateur local (LO) :

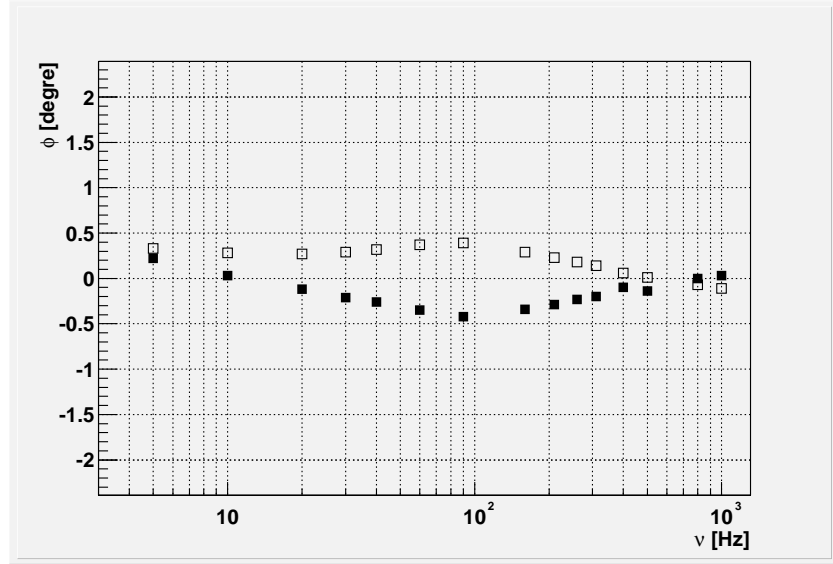


FIG. 4.11 – Mesure du déphasage relatif entre une voie en phase et une voie en quadrature d'une carte électronique prototype (trait plein). Une nouvelle mesure, après avoir permuté les filtres d'une voie sur l'autre, fait apparaître une symétrie dans les résultats des mesures. Cette symétrie attribuée à la légère dispersion des paramètres des filtres (fréquence de coupure, gain) est à l'origine de biais introduit dans la mesure initiale de ϕ .

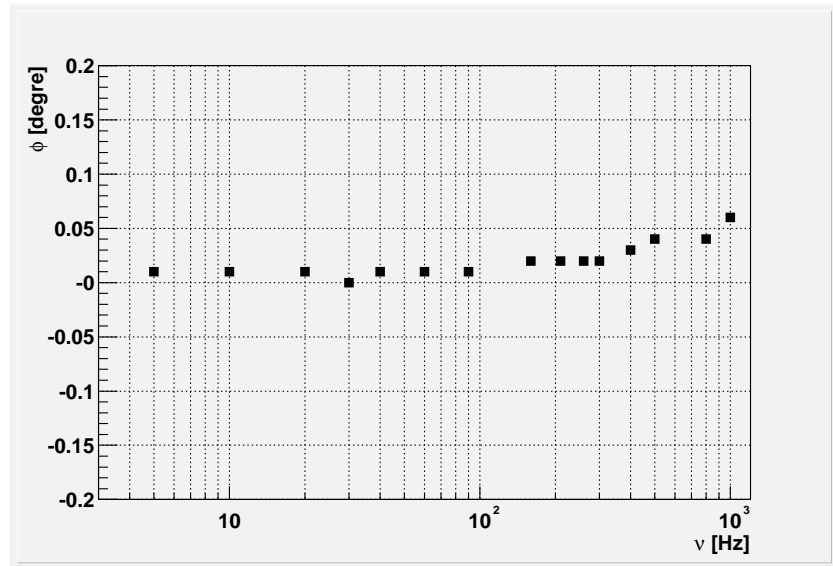


FIG. 4.12 – Mesure du déphasage relatif ϕ entre une voie en phase et une voie en quadrature d'une carte électronique prototype sans filtre de mise en forme et sans filtre anti-repliement.

$$S_{LO}(t) = \sin(\omega t + \Phi) \quad (4.9)$$

Le déphasage Φ introduit sur l'oscillateur local est piloté par une tension continue externe. L'excursion en tension sur le DAC doit être suffisante pour permettre une variation de Φ jusqu'à 180° .

Il s'agit ici de calibrer le déphasage introduit sur les voies en phase et en quadrature en fonction de la tension de consigne appliquée en entrée de la carte LO.

4.3.2 Procédure d'étalonnage et résultats

Le principe utilisé est le même que pour la mesure du déphasage relatif entre la voie en phase et la voie en quadrature. On effectue une modulation à bande latérale unique avec un signal de référence de fréquence fixe ($f = 110$ Hz). Le déphasage entre le signal de référence et les voies ACp et ACq est calculé à partir d'une combinaison des signaux temporels de ces mêmes voies.

$$\Phi = a \sin \left(\frac{2}{a_{LO} a_{AC_i}} (\langle S_{LO} \times S_{AC_i} \rangle - b_{LO} b_{AC_i}) \right) \quad (4.10)$$

où a et b sont respectivement les amplitudes et les offsets du signal démodulé et de l'oscillateur local. L'indice i représente soit la voie en phase soit la voie en quadrature.

La tension de consigne est une rampe entre 0 et 5 Volts. La mesure consiste à calculer, pour chaque pas de la rampe (10 mV), le déphasage entre le signal de référence et les voies en phase et en quadrature (figure 4.13).

4.3.3 Lecture du fichier d'étalonnage

Dans la pratique Φ est contrôlé par un programme appelé *LO*. Une interface permet d'indiquer directement le déphasage désiré en degrés. La conversion en tension est rendue transparente pour l'utilisateur grâce à l'utilisation d'un fichier d'étalonnage Φ -tension lu par le programme lors de l'initialisation.

4.4 Conclusions

Le système de détection de l'expérience convertit le faisceau de frange noire, transmis par l'interféromètre, en un signal électronique (photodiodes, amplificateurs), puis numérique (ADC) tout en satisfaisant des contraintes de dynamique importantes (mise

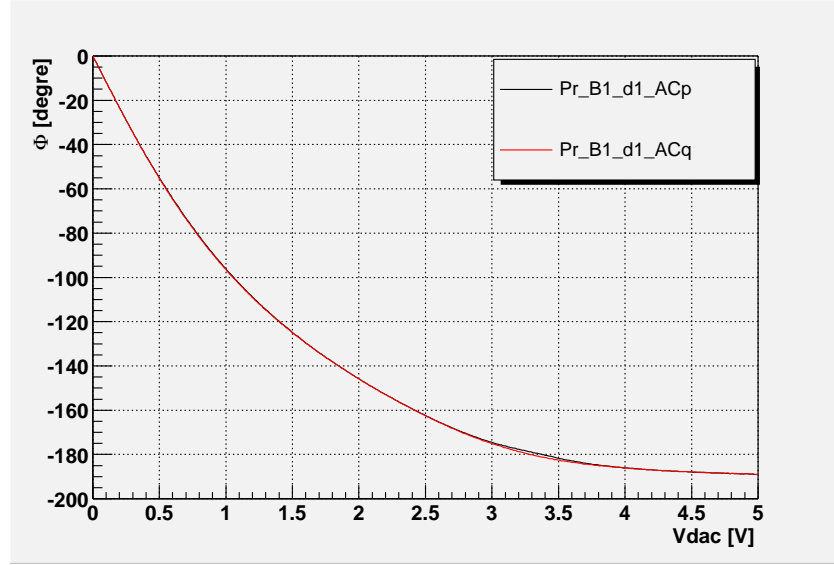


FIG. 4.13 – Courbe d'étalonnage du déphasage Φ introduit sur les voies (en phase et en quadrature) d'une carte électronique de démodulation en fonction d'une tension de pilotage.

en place de filtres). Pour gérer la puissance et la dynamique du signal, la détection du faisceau de frange noire est réalisée grâce à 16 photodiodes. Pour chacune d'elles, la puissance du faisceau est démodulée en phase et en quadrature. La démodulation est effectuée à partir d'un signal de référence (oscillateur local) dont la phase programmable a été préalablement étalonnée. La dynamique du signal est ensuite réduite afin de pouvoir utiliser des ADC 16 bits. Les 16 canaux doivent être vus par le reste de l'interféromètre comme une photodiode unique. Dans ce but, les dispersions entre les 16 canaux de lecture nécessitent d'être corrigées.

La procédure de calibration mise en place à partir de huit canaux électroniques permet de calculer les paramètres (offset, gain, phase relative, fréquence de coupure) de chaque voie et de les sauvegarder dans la configuration du programme de lecture des ADC. La précision calculée sur la mesure de chacun des paramètres indique que le système électronique de lecture est un élément bien maîtrisé de l'interféromètre.

Chapitre 5

L'étalonnage de l'interféromètre central

L'étalonnage des données consiste à extraire un signal physique exploitable à partir du signal fourni par le détecteur. Dans le cas présent il s'agit de connaître la réponse de l'interféromètre c'est à dire la fonction de transfert reliant le signal enregistré S à un mouvement différentiel des bras de l'interféromètre δl .

Le commissioning de VIRGO a commencé avec un interféromètre (CITF) utilisant des bras de longueur réduite mais incluant l'ensemble du système mécanique, du système d'acquisition des données et du système de contrôle de VIRGO. Pendant cette période la réponse de l'interféromètre a été mesurée à l'occasion de chacune de ses évolutions majeures. La première partie de ce chapitre retrace les grandes étapes du commissioning au travers d'une description chronologique des différentes configurations optiques et des différentes stratégies de contrôle utilisées.

D'une manière générale l'objectif du contrôle du CITF est de conserver une interférence destructive en sortie de l'interféromètre en corrigeant la position des miroirs. Lorsque ce contrôle est acquis on parle d'un détecteur asservi sur la frange noire. Son fonctionnement peut alors être schématisé sous la forme d'une boucle (figure 5.1) incluant les 3 éléments suivants :

G : la partie mécanique (miroir et suspension) et ses actionneurs

O : le système optique et d'acquisition des signaux

H : le système de contrôle composé de filtres de rétroaction

La boucle permet de maintenir l'interféromètre à son point de fonctionnement mais sa

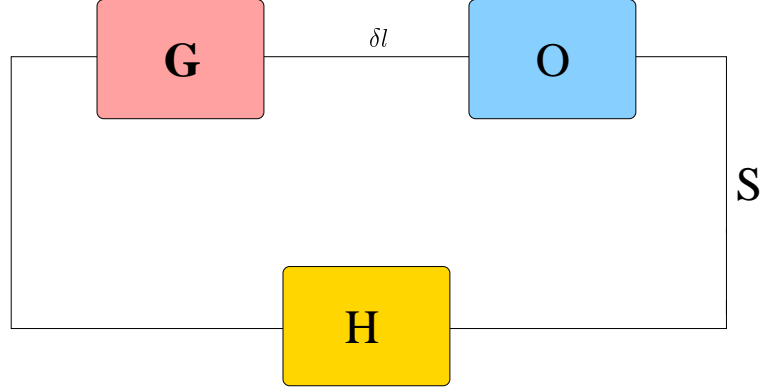


FIG. 5.1 – Diagramme de l'interféromètre contrôlé sur la frange noire

réponse affecte le signal de frange noire S . Cette réponse, appelée la fonction de transfert en boucle fermée est une combinaison des éléments G , O et H . Dans la deuxième partie de ce chapitre on présente une étude de la réponse de chacun de ces éléments en détaillant l'ensemble des procédures utilisées et des mesures effectuées pendant le *commissioning*. De la même manière on procède ensuite à l'analyse de la fonction de transfert en boucle fermée. Cette fonction servira ensuite à déconvoluer le signal de frange noire de la réponse du détecteur. Le spectre du signal de frange noire, ainsi corrigé puis normalisé en unités de déplacement, représente la sensibilité de l'interféromètre. Calculées à l'occasion de chacune des grandes étapes du *commissioning*, les courbes de sensibilité seront finalement présentées et leur évolution discutée sur la base des différentes configurations du CITF utilisées.

5.1 Configuration optique et stratégie de contrôle

Le *commissioning* commença en mars 2001 et se termina en juillet 2002, date à laquelle le CITF fut arrêté pour compléter l'assemblage de l'interféromètre de 3 km de long. Au cours de cette période les étapes majeures furent ponctuées de cinq runs techniques de 3 jours au cours desquels près d'un téraoctet de données était enregistré. Ces étapes correspondent à des changements du système de contrôle ou/et de la configuration optique de l'interféromètre.

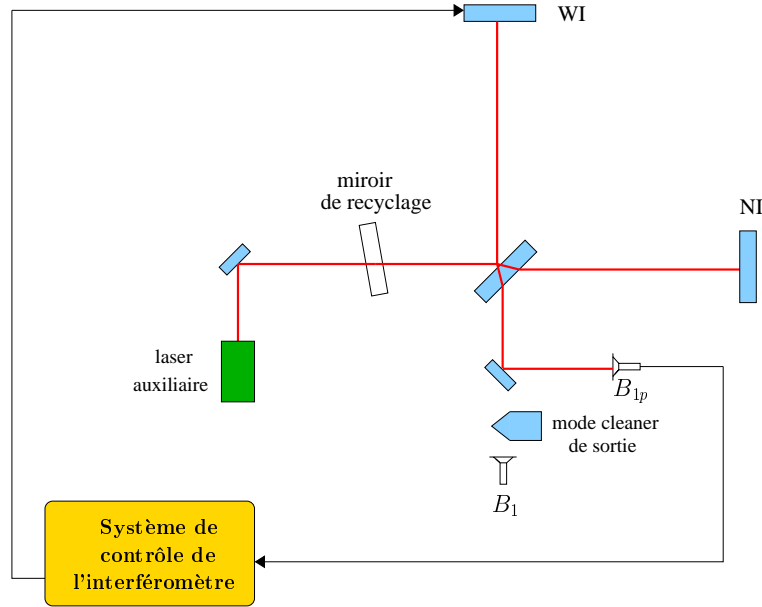


FIG. 5.2 – Configuration optique et schéma de contrôle de l'interféromètre durant E0 et E1.

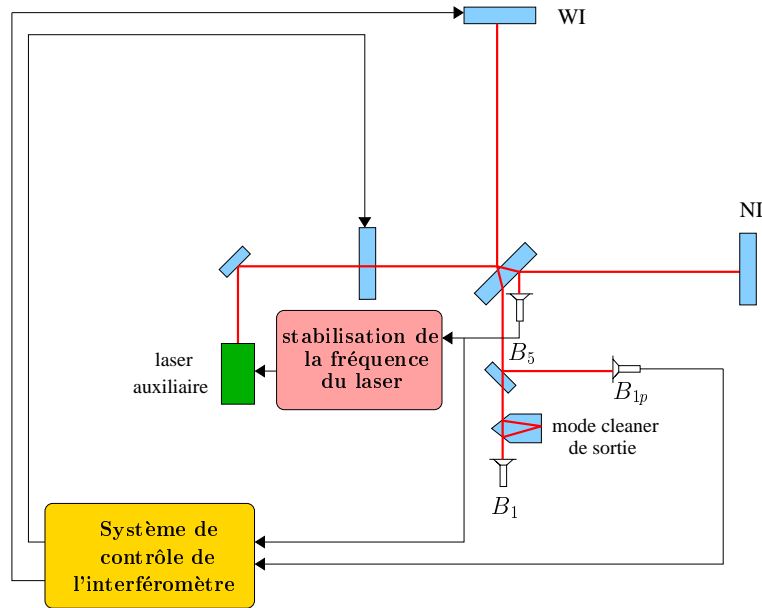


FIG. 5.3 – Configuration optique et schéma de contrôle de l'interféromètre durant E2.

5.1.1 Interféromètre de Michelson (E0, E1)

Durant la première partie du *commissioning* du CITF le miroir de recyclage était désaligné et l'interféromètre fonctionnait en configuration de simple Michelson. L'installation du système d'injection ayant été plus longue que prévu il a été décidé de commencer le *commissioning* en utilisant un laser commercial de faible puissance.

Afin de contrôler le *mode différentiel* de l'interféromètre, une fraction du faisceau de frange noire est extrait avant qu'il n'entre dans le mode cleaner de sortie (OMC) et est détecté par une photodiode (B1p). Après démodulation le signal est amplifié et numérisé pour être envoyé au système de contrôle de l'interféromètre (global control). Ici le signal est filtré avant d'être envoyé aux suspensions pour contrôler les mouvements longitudinaux d'un des miroirs de bout de bras.

Deux runs techniques, E0 en septembre 2001 et E1 en décembre de la même année, ont ponctué le travail de commissioning sur l'interféromètre de Michelson. Si la configuration de l'interféromètre était sensiblement la même pour les deux runs, à savoir celle décrite précédemment et représentée figure 5.2, deux points les distinguent. La première concerne la puissance du laser qui a doublé entre E0 et E1, passant de 100 mW à 200 mW. La deuxième différence provient du signal de correction envoyé aux suspensions. Alors que ce signal était intégralement transmis à la partie basse de la suspension (miroir ouest) au cours du run E0, pour le run E1 il a été décidé d'envoyer la composante basse fréquence de ce signal sur la partie haute de la suspension. Ce changement de stratégie de contrôle de la suspension a permis de réduire la force longitudinale appliquée sur le miroir et ainsi diminuer les mouvements angulaires dus à l'asymétrie des actionneurs agissant sur le miroir [26].

5.1.2 Interféromètre de Michelson recyclé (E2, E3)

Le premier verrouillage de l'interféromètre avec le miroir de recyclage a été réussi en décembre 2001. Il a nécessité un nouveau schéma d'asservissement contrôlant le *mode commun* de l'interféromètre (voir figure 5.3). Comme dans le cas d'un Michelson simple, le signal démodulé de la photodiode B1p est utilisé pour contrôler la différence de longueur entre les deux bras alors que le signal démodulé de la photodiode B5 est utilisé pour contrôler la longueur de la cavité de recyclage afin de la garder résonante. Le signal B5 reçoit la fraction de faisceau réfléchi sur la face arrière de la séparatrice. A cause d'une grande asymétrie dans la longueur des bras, la sensibilité de l'interféromètre recyclé est limitée par le bruit en fréquence du laser. Le laser doit donc être stabilisé en fréquence. Au-dessous de 3 Hz le signal B5 de l'interféromètre est utilisé pour corriger la longueur de la cavité de recyclage en agissant directement sur le miroir de recyclage. Au-dessus de 3 Hz, ce signal est utilisé pour asservir la fréquence du laser sur le *mode commun*. Dans cette

configuration la puissance du laser sur la séparatrice est multipliée par un facteur 100 et passe de quelques centaines de mW à une dizaine de W. C'est avec cette configuration que le run E2 eu lieu, en avril 2002.

Nous avons déjà vu dans le cas d'un Michelson simple qu'il existe un couplage entre la force longitudinale appliquée sur le miroir et ses mouvements angulaires. Ceux-ci sont la cause de grandes fluctuations de la puissance stockée à l'intérieur de la cavité de recyclage. Pour corriger cet effet un système d'alignement automatique du *mode différentiel* a été implémenté. Le système repose sur la lecture du signal de frange noire par une photodiode quadrant (Qr1) avant l'entrée dans l'OMC. Les signaux démodulés de la photodiode quadrant fournissent une mesure directe de l'alignement relatif des deux faisceaux interférant [27]. Ces signaux sont ensuite numérisés et filtrés pour servir de signal de correction à la marionnette de la suspension ouest qui applique une rotation au miroir afin de garder le bras ouest de l'interféromètre aligné par rapport au bras nord. Après l'installation du système d'alignement automatique les variations de puissance à l'intérieur de la cavité sont passées d'environ 40% à quelques pourcents. Le run E3 de mai 2002 fut le premier à bénéficier de ce système d'alignement automatique. La configuration de l'interféromètre pour ce run est schématisée sur la figure 5.4.

5.1.3 Interféromètre de Michelson recyclé et système d'injection (E4)

Le dernier run E4 a permis de remplacer le laser auxiliaire par le système d'injection et son laser d'une puissance de 8 W. Ce faisceau laser est filtré par une cavité optique triangulaire appelée mode cleaner d'entrée (IMC). Cette cavité de 144 mètres de long permet d'éliminer les défauts géométriques du faisceau et le bruit en position et en angle du laser. Bien que la puissance du laser soit de 8 W, seuls 2.3 W sont transmis par l'IMC. En effet, 2.5 W sont perdus dans la cavité à cause de l'absorption et de la diffusion, 2.2 W sont réfléchis par l'IMC vers le laser. Le reste des pertes est dû aux différents composants optiques placés entre le laser et l'IMC (miroirs, isolateur de Faraday, cellule de Pockels). La fréquence du laser est dorénavant contrôlée par les signaux de l'IMC au lieu du signal B5 issu de l'interféromètre. Pendant la phase d'acquisition du contrôle du mode différentiel, l'action à fournir sur le miroir ouest est déterminée à partir du signal lu sur la photodiode B1p. Une fois acquis le contrôle du mode différentiel et du mode cleaner de sortie, le signal d'erreur peut commuter de la photodiode B1p vers la photodiode B1 qui reçoit le signal de frange noire en sortie de l'OMC. La puissance stockée dans la cavité de recyclage est de l'ordre de 200W, ce qui correspond à un facteur de recyclage de 100. La figure 5.5 représente la configuration de l'interféromètre pendant le dernier run du commissioning du CITF.

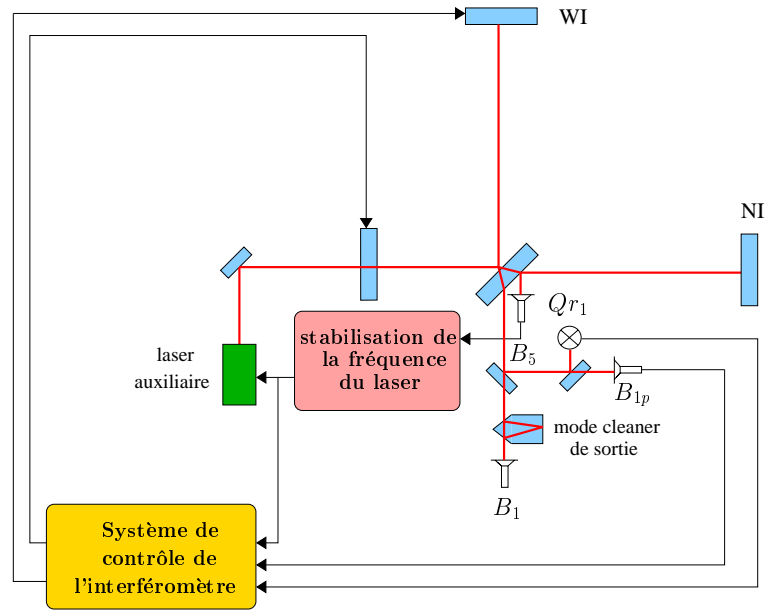


FIG. 5.4 – Configuration optique et schéma de contrôle de l'interféromètre durant E3.

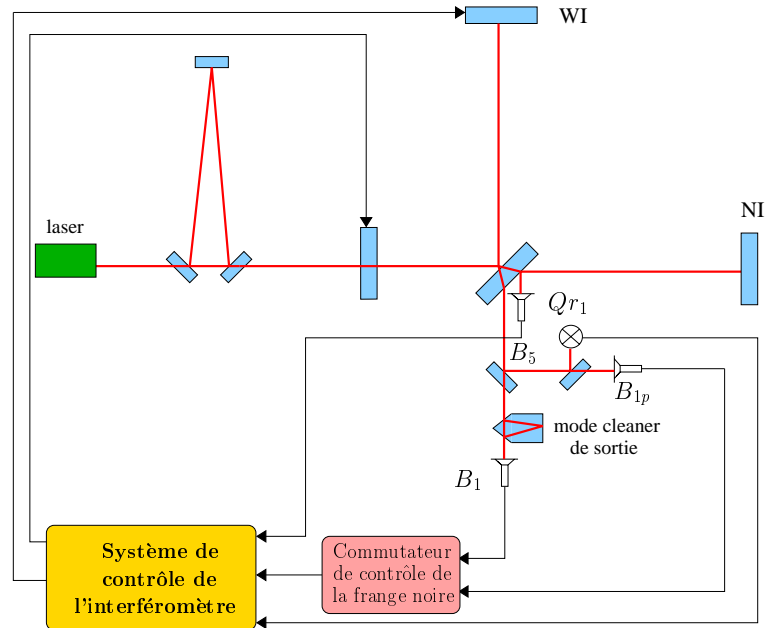


FIG. 5.5 – Configuration optique et schéma de contrôle de l'interféromètre durant E4.

5.2 Le miroir suspendu et ses actionneurs

L'acquisition du contrôle du détecteur et le maintien à son point de fonctionnement nécessitent un système permettant d'ajuster la position des miroirs. Dans VIRGO, les forces appliquées, d'origine électromagnétique, sont fournies par un ensemble de couples bobine-aimant distribués à trois niveaux de la suspension. Le sommet du pendule inversé est utilisé pour contrôler les mouvements de grande amplitude (jusqu'à 1 cm). La marionnette reçoit quant à elle les corrections angulaires. Enfin, les corrections longitudinales sont transmises à deux bobines solidaires de la masse de référence, les deux aimants correspondants étant fixés sur le miroir.

Pour être envoyé aux bobines, le signal de correction numérique issu du système de contrôle global est converti en un signal analogique via un DAC puis filtré pour en éliminer les composantes haute fréquence parasites.

L'ensemble DAC, filtre, bobine, système masse de référence-miroir constitue la chaîne de commande dont la réponse est appelée la fonction de transfert en boucle ouverte (5.6). L'étalonnage de la fonction de transfert de la chaîne de commande doit être fait *a priori* sans asservissement. Dans cette configuration, connaître la réponse de la chaîne revient à établir la relation entre un signal d'excitation (en Volts) injecté à l'entrée du DAC et le déplacement du miroir (en mètres) induit par cette excitation. Une telle fonction de transfert peut être définie comme le rapport :

$$G(s) = \frac{\delta l(s)}{V(s)} \quad (5.1)$$

où $\delta l(s)$ est le déplacement induit sur le miroir par une tension $V(s)$ délivrée par le DAC et transmise aux bobines.

5.2.1 Le filtre passe bas

Le DAC placé en amont des bobines convertit le signal numérique échantillonné à 10 kHz en un signal analogique. La composante haute fréquence du signal (> 5 kHz) introduite par la conversion est supprimée. Le filtre utilisé est de type Butterworth auquel ont été ajoutés trois notchs pour augmenter la coupure.

$$F_{\text{actionneur}}(s) = \frac{\prod_{j=1}^3 \left(\frac{s}{s_j} + i \right) \left(\frac{s}{s_j} - i \right)}{\left(\frac{s}{s_0} + 1 \right) \prod_{j=4}^6 \left(\frac{s^2}{|s_0|^2} + \frac{s}{s_0} \frac{1}{Q_j} + 1 \right)}$$

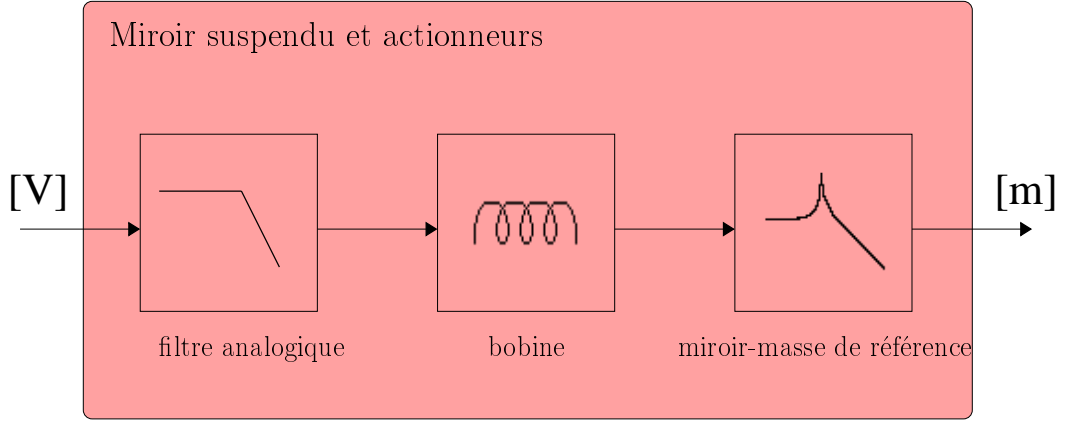


FIG. 5.6 – Schéma de la chaîne boucle ouverte

où $s = i\omega$, $s_0 = 2\pi \cdot 3.4 \cdot 10^3 \text{ rad.s}^{-1}$ et l'ensemble des notchs et facteurs de qualité sont répertoriés dans le tableau 5.1.

j	$s_j(\text{rad.s}^{-1})$	Q_j
1	$2\pi \cdot 7.9 \cdot 10^3$	
2	$2\pi \cdot 9.7 \cdot 10^3$	
3	$2\pi \cdot 17.5 \cdot 10^3$	
4		0.554958
5		0.801938
6		2.246980

TAB. 5.1 – Notchs et facteurs de qualité du filtre passe-bas.

5.2.2 Fonction de transfert des bobines

La réponse de la bobine fixée sur la masse de référence peut être caractérisée indépendamment du reste de la chaîne boucle ouverte en effectuant une mesure d'impédance. Sa fonction de transfert peut alors s'écrire :

$$B(s) = \frac{A(s)}{V(s)} \quad (5.2)$$

où $A(s)$ est la transformée de Laplace du courant circulant dans les bobines et $V(s)$ est la transformée de Laplace de la tension appliquée aux amplificateurs des bobines.

Pour court-circuiter la partie de la chaîne en amont de la bobine, le signal d'excitation est directement appliqué à l'entrée de la bobine à l'aide d'un générateur de fonctions

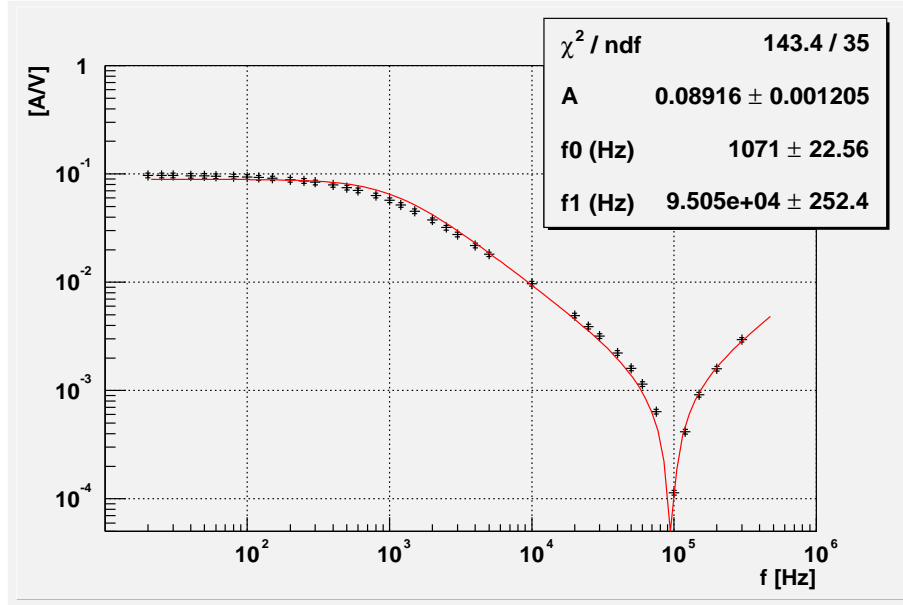


FIG. 5.7 – Paramétrisation de la fonction de transfert d'une bobine avec un simple pôle.

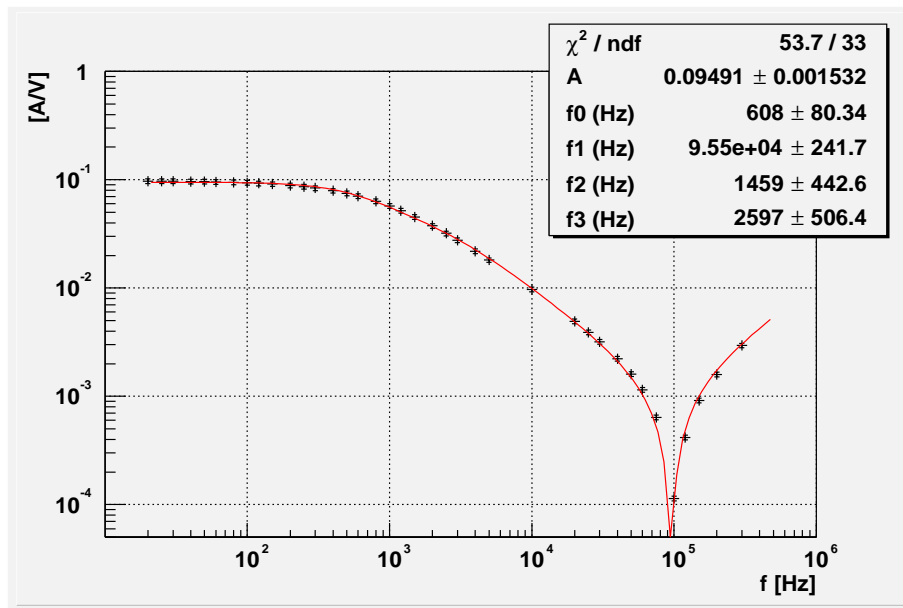


FIG. 5.8 – Paramétrisation de la fonction de transfert d'une bobine avec un zéro et deux pôles.

auxiliaire et la mesure du courant en sortie des bobines nous permet de nous affranchir de la réponse mécanique du système miroir-masse de référence.

Présentée sur la figure 5.7 la mesure de cette fonction de transfert fait apparaître un notch autour de 100 kHz, et un comportement de type passe-pas en dessous de cette fréquence. L'erreur de mesure associée à l'instrumentation est estimée autour de cinq pourcents de la valeur expérimentale.

Afin de caractériser cette fonction de transfert une première paramétrisation, $B1(s)$, considérant la bobine comme un simple filtre passe-bas, a été testée. La position du pôle f_0 , la position et le facteur de qualité du notch f_1 , ainsi que le gain A de la fonction de transfert, sont les paramètres libres de cette fonction.

$$B1(s) = A \frac{\left(\frac{s}{s_1} + i\right)\left(\frac{s}{s_1} - i\right)}{\left(\frac{s}{s_0} + 1\right)} \quad (5.3)$$

où $s = iw$, $s_0 = 2\pi f_0$ et $s_1 = 2\pi f_1$.

Le résultat de cette paramétrisation (figure 5.7) laisse apparaître, entre 10 Hz et 100 kHz, une réponse de la bobine plus complexe qu'un simple filtre passe-bas. Nous avons donc testé une deuxième paramétrisation, $B2(s)$, incluant un pôle et un zéro additionnels :

$$B2(s) = A \frac{\left(\frac{s}{s_1} + i\right)\left(\frac{s}{s_1} - i\right)\left(\frac{s}{s_2} + 1\right)}{\left(\frac{s}{s_0} + 1\right)\left(\frac{s}{s_3} + 1\right)} \quad (5.4)$$

χ^2/ndf	143.4/35
A [A/V]	0.089 ± 0.002
f_0 [Hz]	1071 ± 23
f_1 [Hz]	$9.50 \cdot 10^4 \pm 253$

TAB. 5.2 – Résultat de l'ajustement de la réponse des bobines par la fonction $B1(s)$.

χ^2/ndf	53.7/33
A [A/V]	0.095 ± 0.002
f_0 [Hz]	608 ± 81
f_1 [Hz]	$9.6 \cdot 10^4 \pm 242$
f_2 [Hz]	1459 ± 442
f_3 [Hz]	2597 ± 506

TAB. 5.3 – Résultat de l'ajustement de la réponse des bobines par la fonction $B2(s)$.

La figure 5.8 montre que l'addition d'un pôle et d'un zéro supplémentaire améliore la description de la réponse des bobines entre 10 Hz et 100 kHz. Néanmoins la paramétrisation des bobines sera de nouveau testée, sur la base de ces deux modèles, lors de la mesure globale de la chaîne en boucle ouverte.

5.2.3 Réponse mécanique

La structure des suspensions décrite au chapitre 3 est telle que leur réponse à un signal injecté sur les bobines de la masse de référence peut être réduite à celle d'un simple pendule de longueur $l = 0.7 \text{ m}$ et dont la fréquence de résonance est définie par :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{l}} \quad (5.5)$$

$$= 0.6 \text{ Hz} \quad (5.6)$$

où $g = 9.81 \text{ m/s}^2$.

L'atténuation au-dessus 0.6 Hz est en $1/f^2$ et la fonction de transfert mécanique s'écrit :

$$M(s) = \frac{1}{\frac{s^2}{|s'|^2} + \frac{s}{s'} \frac{1}{Q} + 1}$$

avec $s' = 2\pi f_0$ et Q le facteur de qualité de la résonance. Ce dernier paramètre est estimé supérieur à 500 [28].

5.2.4 Reconstruction du déplacement différentiel des miroirs de l'interféromètre de Michelson

La mesure globale de la réponse du miroir et de ses actionneurs revient à relier le déplacement du miroir δl à un signal d'excitation appliqué sur les bobines. Il faut donc pouvoir estimer le déplacement δl du miroir excité. Un algorithme a été développé pour en faire la mesure en ligne.

Le principe de la mesure est basé sur une reconstruction non linéaire du mode différentiel de l'interféromètre dans sa configuration de Michelson simple, en utilisant comme étalon la longueur d'onde du laser. Afin que le miroir ne soit sensible qu'au seul signal d'excitation, l'interféromètre fonctionne en boucle ouverte, autrement dit aucune correction n'est

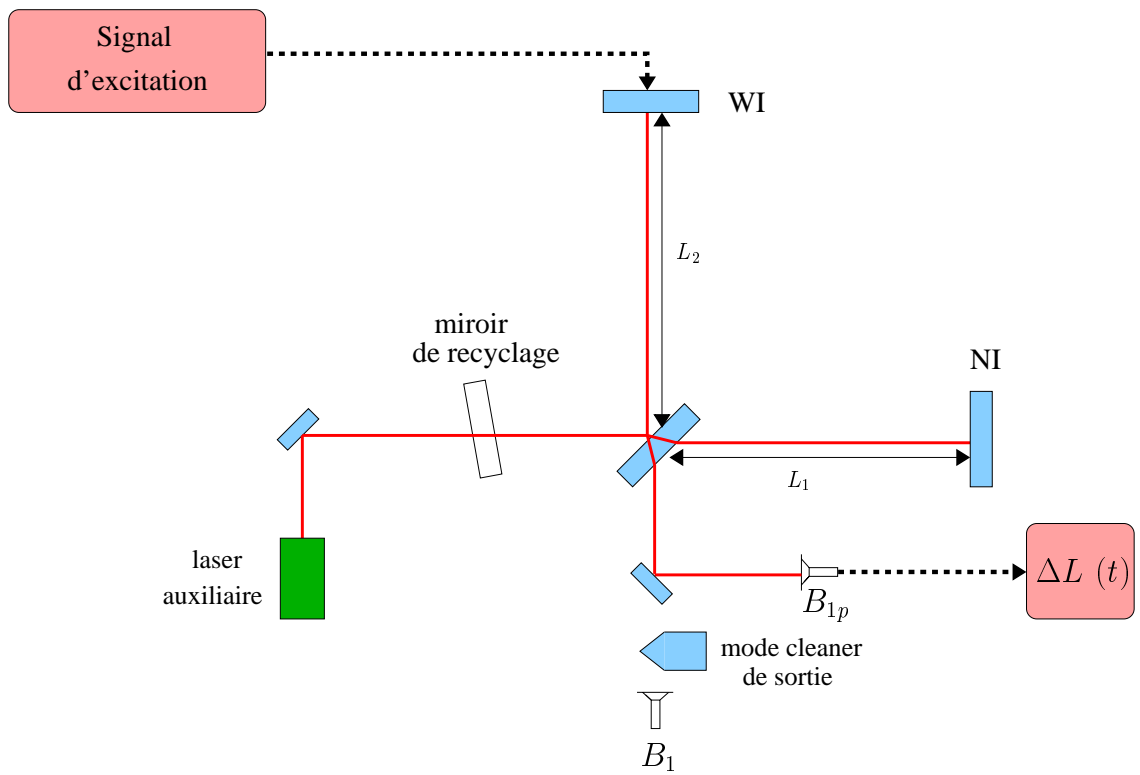


FIG. 5.9 – Configuration de l'interféromètre lors de la mesure de la réponse du miroir et de ses actionneurs.

envoyée au miroir. Dans ces conditions les signaux démodulés et continus du faisceau de frange noire (B1p) sont directement reliés au déphasage $\Delta\Phi$ entre les deux faisceaux interférant :

$$V_{B1p-DC} = B (1 - C \cos(\Delta\Phi)) \quad (5.7)$$

$$V_{B1p-ACq} = A \sin(\Delta\Phi) \quad (5.8)$$

où B et A sont des constantes proportionnelles à la puissance du laser et où C est le contraste de l'interféromètre. Ces constantes sont estimées à partir des signaux de frange noire et sont mises à jour chaque minute (figure 5.10).

$$B = \langle V_{B1p-DC} \rangle \quad (5.9)$$

$$A = \frac{V_{B1p-ACq}^{max} - V_{B1p-ACq}^{min}}{2} \quad (5.10)$$

$$C = \frac{V_{B1p-DC}^{max} - V_{B1p-DC}^{min}}{2B} \quad (5.11)$$

La relation entre le déphasage et ces 3 paramètres se déduit des équations 5.7 et 5.8 :

$$\cos\Delta\Phi = -\frac{V_{B1p-DC} - B}{BC} \quad (5.12)$$

$$\sin\Delta\Phi = \frac{V_{B1p-ACq}}{A} \quad (5.13)$$

$$\Delta\Phi = \tan^{-1}\left(\frac{\sin\Delta\Phi}{\cos\Delta\Phi}\right) \quad (5.14)$$

$$(5.15)$$

La détermination du déphasage donne alors une estimation du déplacement différentiel des miroirs de l'interféromètre :

$$\Delta L = \frac{\lambda}{4\pi} \Delta\Phi \quad (5.16)$$

où $\lambda = 1.064 \mu m$ est la longueur d'onde du faisceau lumineux.

La procédure de reconstruction peut être vérifiée en comparant, sur une même fenêtre temporelle, le déplacement calculé par l'algorithme et le déplacement estimé à partir du nombre de franges défilant devant la photodiode de détection. Un exemple du signal

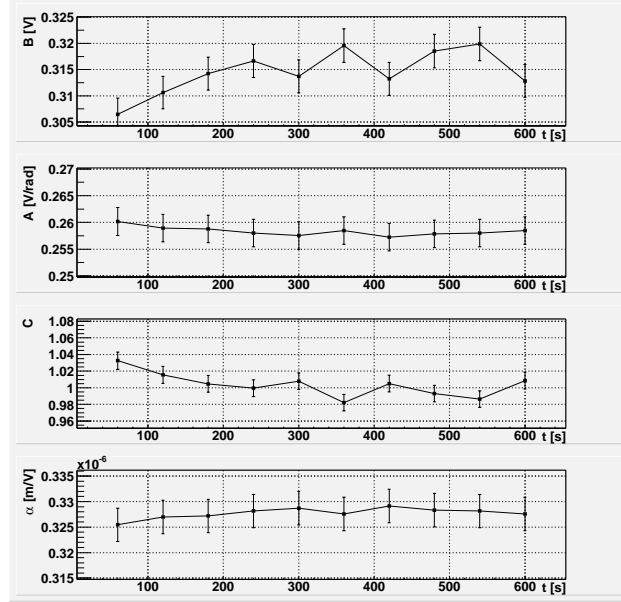


FIG. 5.10 – Evolution des coefficients A,B,C et α pendant 10 minutes du run E0.

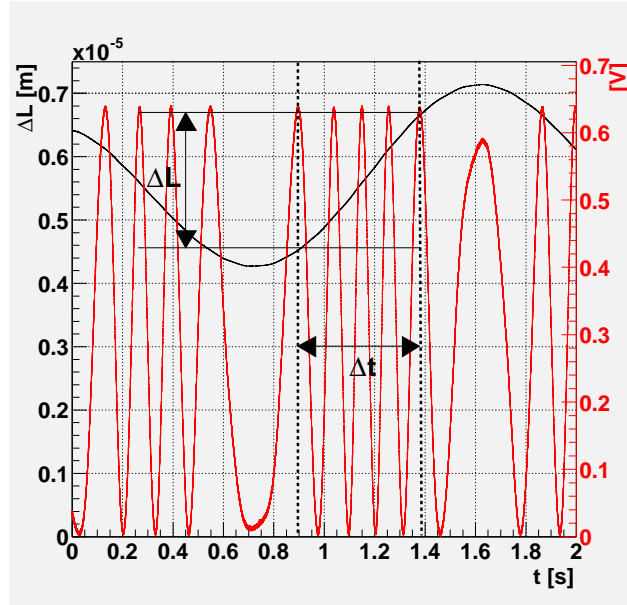


FIG. 5.11 – Représentation du signal reconstruit $\Delta L(t)$ calculé en configuration de Michelson simple sans asservissement des miroirs et représentation du signal de détection lu sur la photodiode B1p. Sur un intervalle de temps Δt le déplacement différentiel reconstruit $\Delta L \sim 2.0 \mu m$ peut ainsi être comparé au déplacement estimé à partir du nombre de frange défilant devant la photodiode $\sim 4 \frac{\lambda}{2} = 2.1 \mu m$.

reconstruit et du signal de détection en fonction du temps est représenté sur la figure 5.11. Pendant un intervalle Δt d'un peu moins qu'une seconde, environ 5 franges sont passées devant la photodiode ce qui représente un déplacement différentiel des miroirs $\Delta L \sim 4\frac{\lambda}{2} = 2.1 \mu m$. Pendant ce temps, le signal reconstruit enregistre un déplacement différentiel $\Delta L \sim 2.0 \mu m$. Cette vérification a permis de valider la procédure de reconstruction et de l'utiliser pour la mesure globale de la réponse du miroir et de ses actionneurs.

5.2.5 Mesure de la réponse du miroir et de ses actionneurs

La mesure consiste à évaluer la fonction de transfert entre un signal d'excitation appliqué sur les bobines d'un des miroirs et le signal reconstruit ΔL (figure 5.9). Afin d'obtenir une réponse sur un large spectre, la mesure est renouvelée plusieurs fois en faisant varier la fréquence du signal d'excitation entre 0.2 Hz et 1kHz. L'erreur sur chaque point expérimental est estimée à partir de la cohérence entre le signal d'excitation et le signal reconstruit (annexe A).

La fonction de paramétrisation de $G(s)$ est une combinaison de la réponse du filtre passe-bas de l'actionneur $F_{actionneur}(s)$, de la bobine $B1(s)$ ou $B2(s)$, de la partie mécanique de la chaîne $M(s)$, du filtre anti-repliement de détection $F_{detection}(s)$ et d'un terme de retard $D(s)$ introduit par le temps de lecture et d'acquisition des données :

$$G(s) = F_{actuateur}(s) \times B(s) \times M(s) \times F_{detection}(s) \times D(s) \quad (5.17)$$

La fonction de paramétrisation inclut 22 paramètres dont 4 sont laissés libres :

A : le gain de la fonction de transfert

τ : le retard

f_0 : la fréquence de résonance mécanique

f_{coil} : la position du pôle de la fonction de transfert de la bobine dans le cas où la bobine est assimilée à un simple filtre passe bas.

Les résultats de la paramétrisation incluant $B1(s)$ ou $B2(s)$ proviennent d'un ajustement simultané sur le module et la phase de la fonction de réponse. Le χ^2 de cet ajustement, élevé dans les deux cas, témoigne soit d'une sous-estimation des erreurs de mesure soit d'une paramétrisation moins efficace que ne le laissent paraître les figures 5.12 et 5.13. Néanmoins, les paramètres issus de l'ajustement confirment la résonance du système miroir-masse de référence autour de 0.6 Hz tandis que le retard d'une centaine de microsecondes correspond à celui introduit entre le chargement dans le DAC et l'acquisition du signal d'excitation.

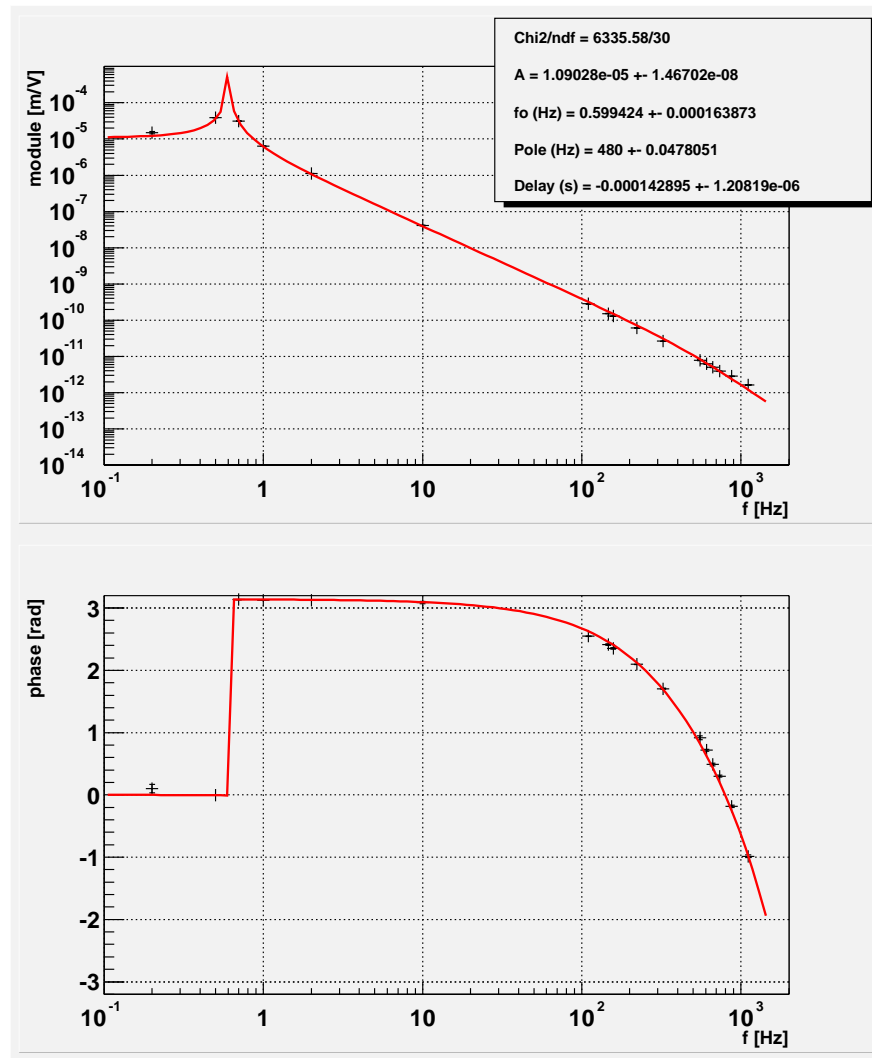


FIG. 5.12 – Paramétrisation de la fonction de transfert en boucle ouverte, en utilisant la réponse de la bobine issue de la paramétrisation B1(s). Cette paramétrisation considère la bobine comme un simple filtre passe bas.

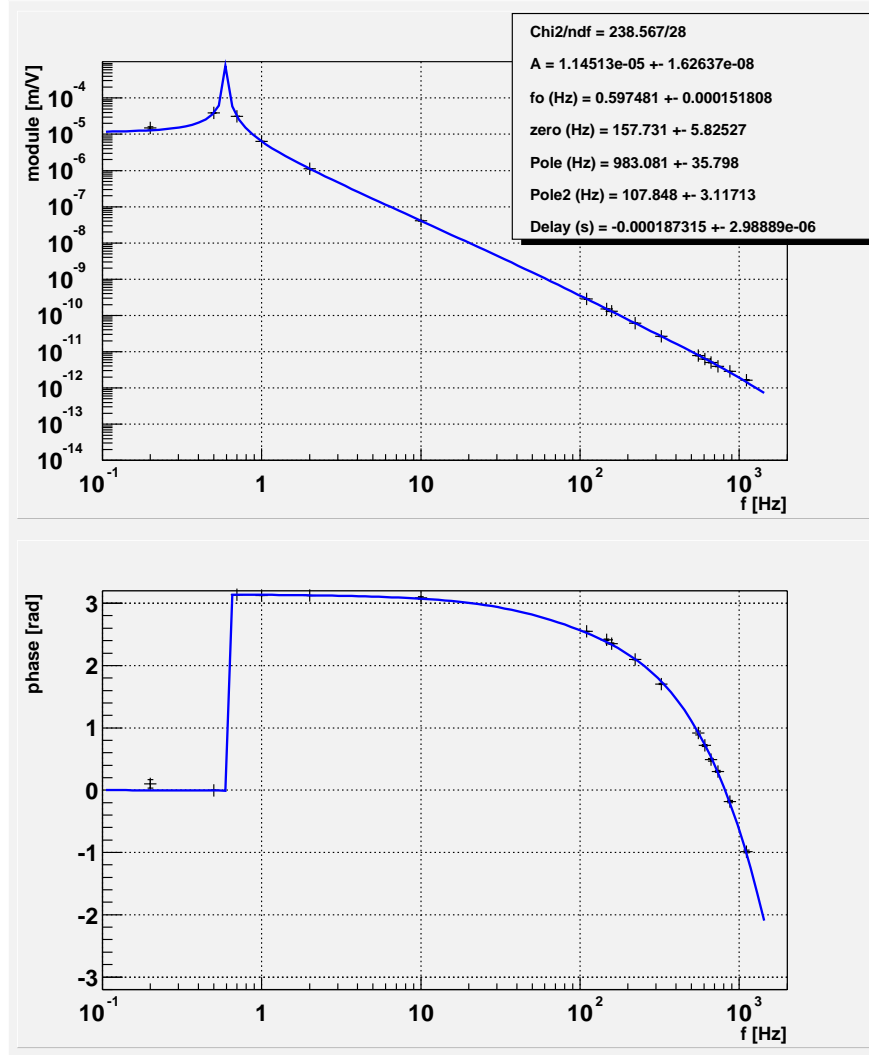


FIG. 5.13 – Paramétrisation de la fonction de transfert en boucle ouverte, en utilisant la réponse de la bobine issue de la paramétrisation B2(s).

Au regard des deux paramétrisations obtenues, il semble qu'au-delà d'une centaine de Hz le modèle B2(s) soit plus adapté. Cette impression visuelle est confirmée par les deux valeurs de χ^2 résultant de l'ajustement. Ceci conforte donc l'hypothèse déjà évoquée selon laquelle la fonction de réponse de la bobine est plus complexe qu'un simple filtre passe-bas. Cependant la position des pôles et des zéros laissés libres indique un glissement par rapport aux positions évaluées lors de la mesure directe. Ce glissement nous empêche d'apporter des conclusions sur ces paramètres. Pour la suite des étapes menant au calcul de la sensibilité du détecteur, nous utiliserons le modèle B1(s), plus simple et assurant tout de même une bonne paramétrisation du module de la réponse boucle ouverte jusqu'à 1 kHz. La position du pôle dans B1(s) étant incertaine, ce paramètre sera laissé libre dans la mesure du possible.

Le gain A de la fonction de transfert est le dernier paramètre sur lequel les deux ajustements sont en accord. La mesure a été renouvelée à l'occasion de 4 runs techniques (tableau 5.4), ce qui permet de calculer une valeur moyenne et une erreur sur ce paramètre.

$$A = (11.8 \pm 1.0) \mu\text{m}/V \quad (5.18)$$

	E0	E1	E2	E4
A [$\mu\text{m}/V$]	13.3	11.9	11.5	10.9

TAB. 5.4 – Gain de la réponse du miroir et de ses actionneurs mesuré à l'occasion de 4 runs techniques.

Ce gain peut être comparé à celui prévu théoriquement à partir des facteurs de conversion courant-tension des bobines γ et de conversion courant-force β . β dépend des caractéristiques de la bobine, des aimants et de la distance qui les sépare. γ dépend du gain en tension entre le DAC et la bobine et de la résistance de la bobine R_L .

$$I_1 = \frac{2 \times V_1}{R_L} \quad (5.19)$$

$$I_1 = \gamma V_1 \quad (5.20)$$

où V_1 est le signal d'excitation appliqué sur les bobines, le facteur 2 est le gain en tension et I_1 le courant circulant dans la bobine. Dans la configuration du CITF le facteur β est de $10 \text{ mN}/A$ [21] :

$$F = \beta I_1 \quad (5.21)$$

La réponse en déplacement du couple masse de référence-miroir à une force F est celle d'un pendule simple de masse M correspondant au système miroir-masse de référence et de longueur l .

$$\delta x = \frac{2F}{M \times \frac{g}{l}} \quad (5.22)$$

$$\delta x = \frac{2\beta\gamma}{M \times \frac{g}{l}} V_1 \quad (5.23)$$

Le facteur 2 est le nombre de bobines utilisé pour la mesure de A . Avec $M = 22 \text{ kg}$, $l = 0.7 \text{ m}$ et $R_L = 10 \text{ } \Omega$, on obtient :

$$A = 13 \text{ } \mu\text{m/V} \quad (5.24)$$

Ce résultat est compatible avec celui issu de la procédure de reconstruction, confirmant ainsi l'erreur d'environ 10% sur le gain de la fonction de transfert en boucle ouverte.

5.3 La réponse optique

Entre le déplacement du miroir et le signal enregistré on trouve la partie interférométrique à proprement parler du détecteur, le système électronique de détection ainsi que le système d'acquisition des données.

Mesurer la réponse de l'ensemble de ces éléments consiste à établir la relation entre le déplacement du miroir en [m] et le signal de frange noire en [V] lorsque l'interféromètre est verrouillé sur la frange noire. Dans la configuration du CITF et dans la bande de fréquence [300 Hz, 8 kHz], cette réponse se résume à un simple gain dépendant de la puissance du laser et des conditions d'alignement. Au-dessous de 300 Hz, la mesure du gain optique est perturbée par l'effet de la boucle de contrôle alors qu'au-dessus de 8 kHz elle est perturbée par la mise en forme du signal de frange noire nécessaire pour sa numérisation.

5.3.1 Mesure du gain optique

La mesure du gain optique est effectuée à l'aide d'une raie de calibration injectée de façon permanente. L'amplitude de cette raie est fixe et sa position choisie pour être dans la bande [300 Hz, 20 kHz]. Typiquement on utilise une raie à 350 Hz qui nous assure que son amplitude ne sera affectée que par la réponse mécanique du miroir. Si on suppose connue la fonction de transfert de la chaîne en boucle ouverte $G[\text{m/V}]$, alors le gain optique se calcule à partir de la relation :

$$\alpha[V/m] = \frac{[V_{B1p-ACq}]}{[V_{excitation}]} \times \frac{1}{G[m/V]} \quad (5.25)$$

Le *commissioning* ayant été fait dans des conditions d'alignement et de puissance incidente différentes, la mesure a été renouvelée à l'occasion de chaque run technique à partir de la photodiode B1p et B1 lorsque celle-ci était disponible (tableau 5.5).

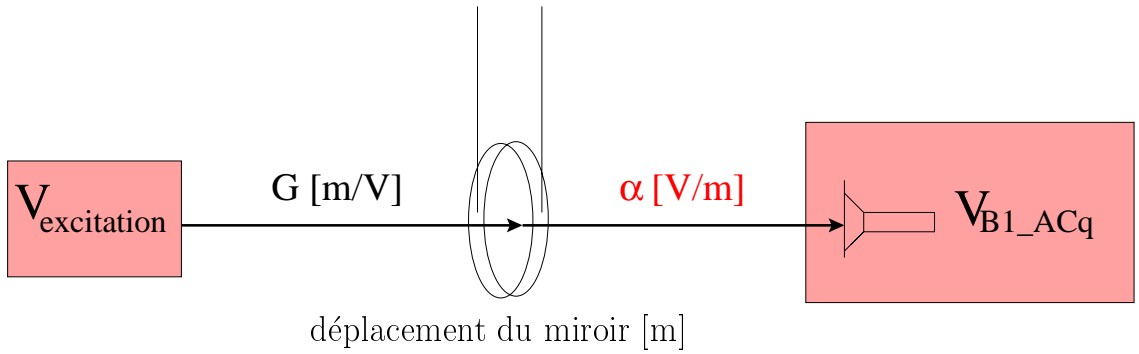


FIG. 5.14 – Schéma de principe de la réponse de l'interféromètre à une excitation dont la fréquence est supérieure à la fréquence gain unité de la fonction de transfert en boucle fermée.

	E0	E1	E2	E3	E4
B_{1p}	$3.28 \cdot 10^{-7} \text{ m/V}$	$2.02 \cdot 10^{-7} \text{ m/V}$	$4.5 \cdot 10^{-9} \text{ m/V}$	$9.7 \cdot 10^{-10} \text{ m/V}$	$1.14 \cdot 10^{-9} \text{ m/V}$
B_1				$1.65 \cdot 10^{-10} \text{ m/V}$	$7.97 \cdot 10^{-10} \text{ m/V}$

TAB. 5.5 – Tableaux des gains optiques mesurés au cours des différents run sur les photodiodes B_{1p} et B_1 lorsque la configuration de l'interféromètre le permettait. Les différentes valeurs de gain sont dues à des différences dans la configuration de l'interféromètre et des gains de l'électronique des photodiodes.

5.3.2 Filtres anti-repliement

Au-delà de quelques kiloHertz le signal de frange noire est filtré analogiquement juste avant sa numérisation à 20 kHz. Ce filtrage permet d'éviter des effets de repliement de spectre dans la bande passante du détecteur [5 Hz, 10 kHz]. Le filtre utilisé est de type Butterworth auquel ont été ajoutés trois notchs pour augmenter la coupure (tableau 5.6).

$$F_{detection}(s) = \frac{\prod_{j=1}^3 \left(\frac{s}{s_j} + i \right) \left(\frac{s}{s_j} - i \right)}{(s + s_0) \prod_{j=4}^6 \left(\frac{s^2}{|s_0|^2} + \frac{s}{s_0} \frac{1}{Q_j} + 1 \right)}$$

où $s_0 = 2\pi \cdot 10.5 \cdot 10^3 \text{ rad.s}^{-1}$ et l'ensemble des notchs et facteurs de qualité sont répertoriés dans le tableau 5.6.

j	$s_j(\text{rad.s}^{-1})$	Q_j
1	$2\pi \cdot 20 \cdot 10^3$	
2	$2\pi \cdot 25.5 \cdot 10^3$	
3	$2\pi \cdot 46.5 \cdot 10^3$	
4		0.554958
5		0.801938
6		2.246980

TAB. 5.6 – Position des notchs et facteur de qualité du filtre anti-repliement des ADC.

5.4 Le système de contrôle

VIRGO a fait le choix d'un système de contrôle entièrement numérique. Malgré des stratégies de contrôle en évolution et adaptées à la configuration du CITF, c'est un élément bien maîtrisé de la boucle d'asservissement. L'ensemble des paramètres (pôles, zéros) des filtres utilisés au cours des différents runs est catalogué en annexe B.

5.5 La fonction de transfert en boucle fermée

Il s'agit ici de déterminer la fonction de transfert en boucle fermée afin de pouvoir déconvoluer le signal de frange noire S de la réponse du détecteur. Le signal S_0 résultant de cette déconvolution est le bruit de l'interféromètre que nous aurions enregistré sans asservissement (en supposant que le détecteur conserve une réponse linéaire).

5.5.1 Le principe de la mesure

La mesure consiste à injecter un signal d'excitation dans le système d'asservissement et à calculer la fonction de transfert entre le signal ayant effectué un tour de boucle et

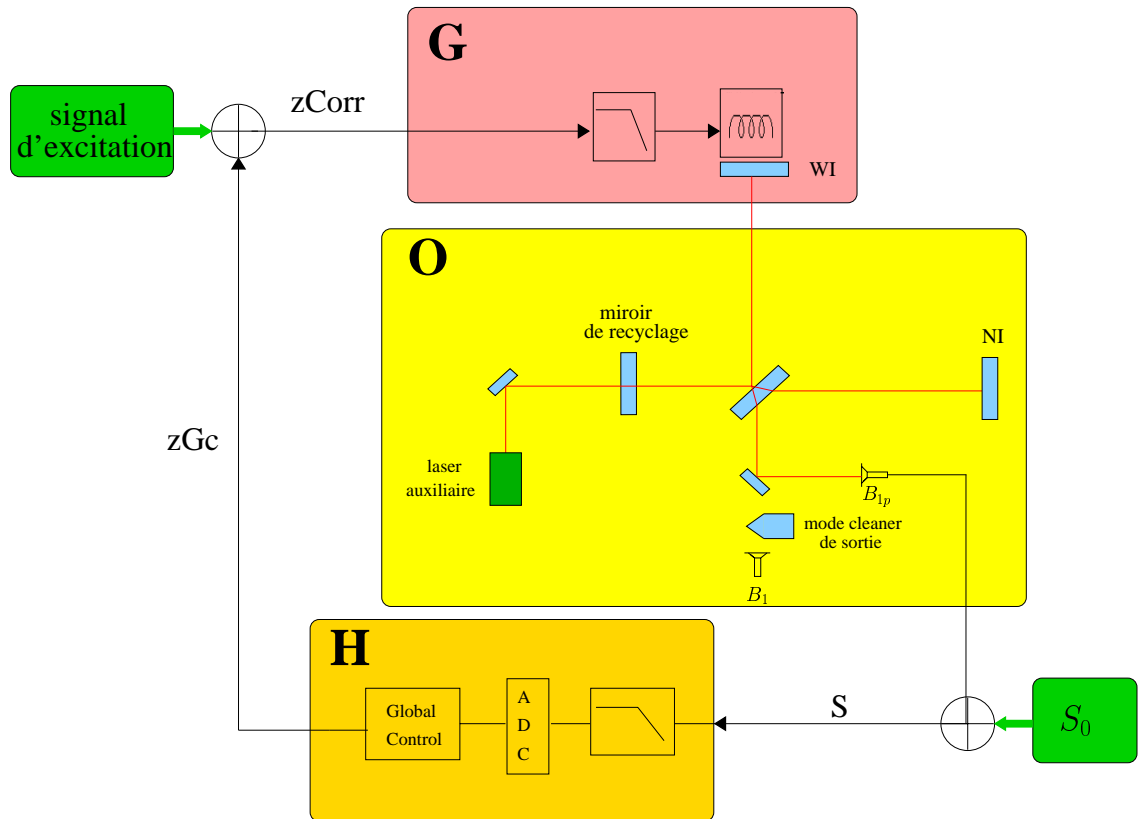


FIG. 5.15 – Schéma de principe de la boucle de contrôle des mouvements longitudinaux de la suspension ouest. Introduction d'un signal d'excitation dans la boucle pour la mesure de la fonction de réponse de l'interféromètre en boucle fermée. Cette mesure permet de remonter au bruit de l'interféromètre S_0 .

le signal d'excitation. La conception du système d'asservissement permet d'introduire du bruit entre la signal issu du contrôle global (zGc) et les corrections effectivement envoyées aux suspensions ($zCorr$) (figure 5.15). Dans cette configuration les équations de boucle s'écrivent :

$$zCorr = noise + zGc \quad (5.26)$$

$$zCorr = noise + HS \quad (5.27)$$

$$S = S_0 + OGzCorr \quad (5.28)$$

$$zCorr = noise + HS_0 + OHGzCorr \quad (5.29)$$

$$zCorr = \frac{noise + HS_0}{(1 - OHG)} \quad (5.30)$$

Si on suppose que le bruit injecté dans la boucle est suffisamment fort pour dominer le bruit de l'interféromètre S_0 alors :

$$\frac{S}{S_0} = \frac{zCorr}{noise} = \frac{1}{(1 - OHG)} \quad (5.31)$$

où $\frac{1}{(1 - OHG)}$ est la fonction de transfert de l'interféromètre. L'inverse de cette réponse est la fonction de déconvolution permettant de remonter au signal de bruit de l'interféromètre S_0 .

5.5.2 Le retard de la chaîne

La fonction de réponse de la boucle $\frac{1}{(1 - OHG)}$ inclut un terme de retard. Ce retard est introduit, d'une part par les filtres analogiques placés en amont des bobines et avant la numérisation du signal de frange noire et, d'autre part, par toute la chaîne de contrôle numérique. Une mesure effectuée en dehors du cadre des runs techniques a permis d'évaluer ce paramètre. La mesure consiste à établir la fonction de transfert entre un signal de bruit blanc injecté sur le même ADC que celui utilisé pour la numérisation du signal de frange noire et le signal analogique issu du DAC (figure 5.16). La pente de la phase de cette fonction de transfert nous donne une estimation du temps mis par le signal pour parcourir l'ensemble de la chaîne d'acquisition (voir figure 5.17) :

$$\tau_{total} = \frac{277 \cdot 10^{-5}}{2\pi} \quad (5.32)$$

$$\tau_{total} = 440 \mu s \quad (5.33)$$

En soustrayant la contribution du filtre passe bas analogique on a une estimation du retard de la boucle uniquement dû aux effets numériques.

$$\tau_{numerique} = 440 - 193 \quad (5.34)$$

$$\tau_{numerique} = 247 \mu s \quad (5.35)$$

5.5.3 Mesure de la réponse à une excitation

Pour faire cette mesure deux sortes de bruit ont été injectées :

1. bruit blanc :

- La figure 5.18 montre la cohérence entre le signal de correction ($zCorr$) et le bruit blanc injecté dans la boucle au cours du run E2. Cette cohérence est significative, c'est à dire que notre niveau de bruit domine le bruit de l'interféromètre au dessus d'une dizaine de Hz et jusqu'à plusieurs centaines de Hz.

2. des peignes de sinusoides :

- Des peignes d'une quinzaine de sinusoides comprises entre 4Hz et 552Hz ont été injectés.

Le niveau de bruit injecté est le résultat d'un compromis entre le souhait d'étudier la réponse de la boucle de contrôle sur la gamme de fréquence la plus large possible et la contrainte de conserver l'interféromètre à son point de fonctionnement.

D'après l'équation 5.31 on s'attend à ce que la fonction de transfert en boucle fermée soit de la forme :

$$TF = 1 - \beta OHGe^{i\omega\tau}e^{i\varphi} \quad (5.36)$$

La paramétrisation de cette fonction utilise les 26 paramètres (7 zéros et 19 pôles) qui caractérisent le système mécanique, le système optique, le système de contrôle ainsi que l'électronique de mise en forme du signal. Sur l'ensemble de ces paramètres seuls quatre sont libres :

β : gain

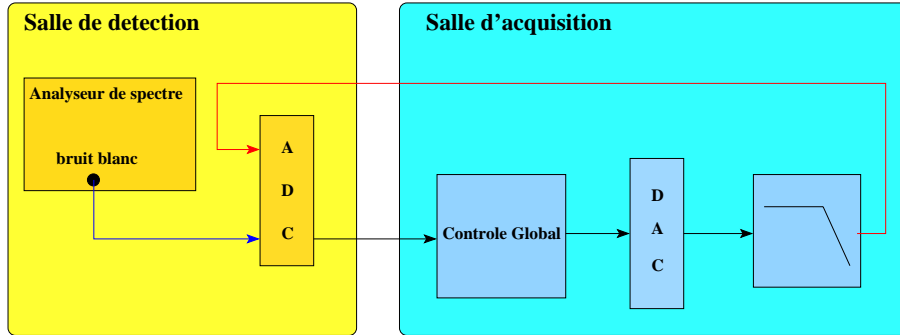


FIG. 5.16 – Principe de mesure du retard d'une partie de la boucle d'asservissement.

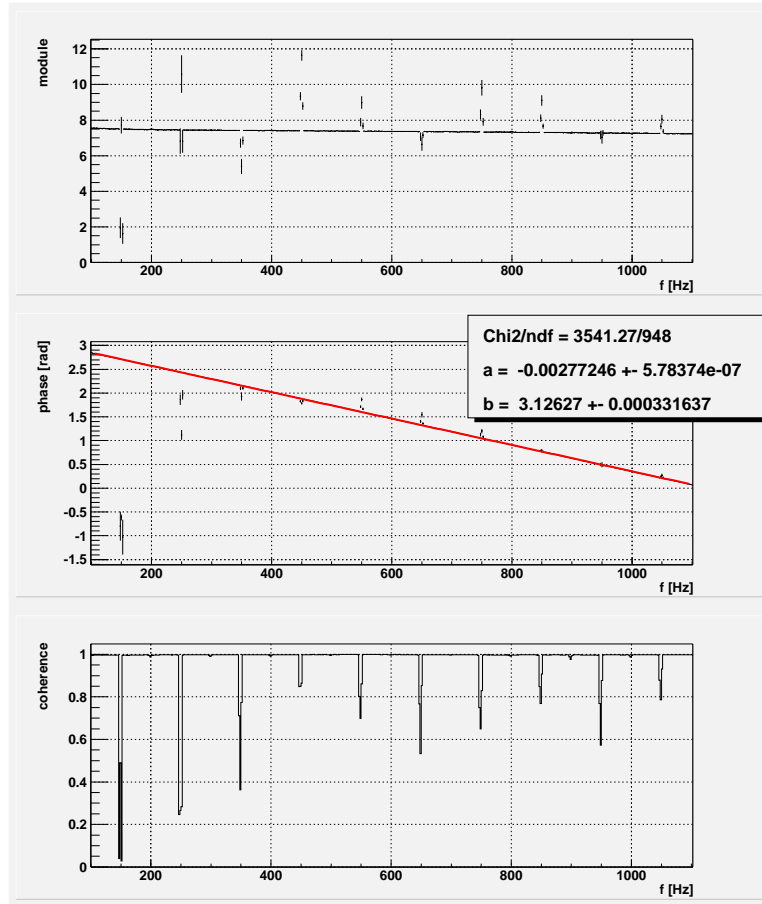


FIG. 5.17 – Fonction de transfert (module et phase) entre un signal injecté à l'entrée de la chaîne de numérisation et la sortie du DAC.

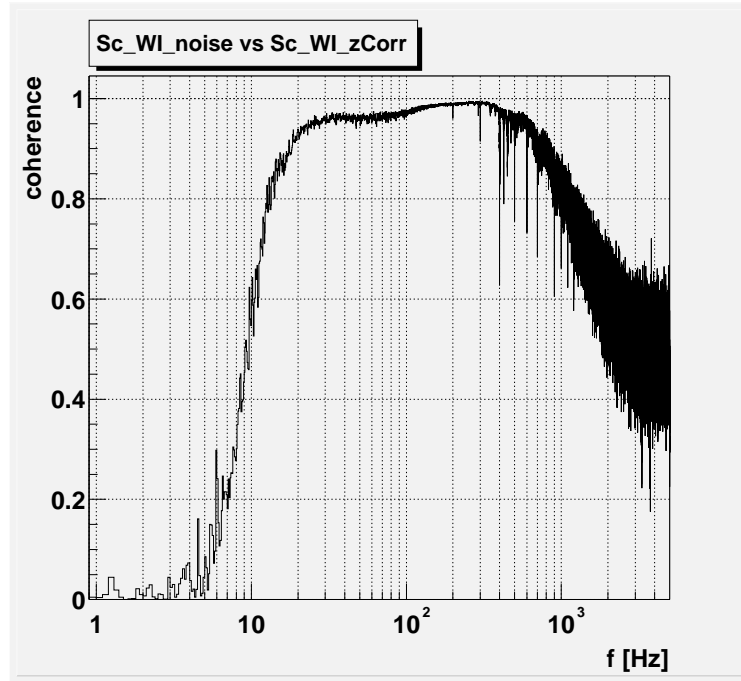


FIG. 5.18 – Signal de cohérence entre le bruit injecté dans la boucle (bruit blanc) et le signal de correction envoyé aux suspensions.

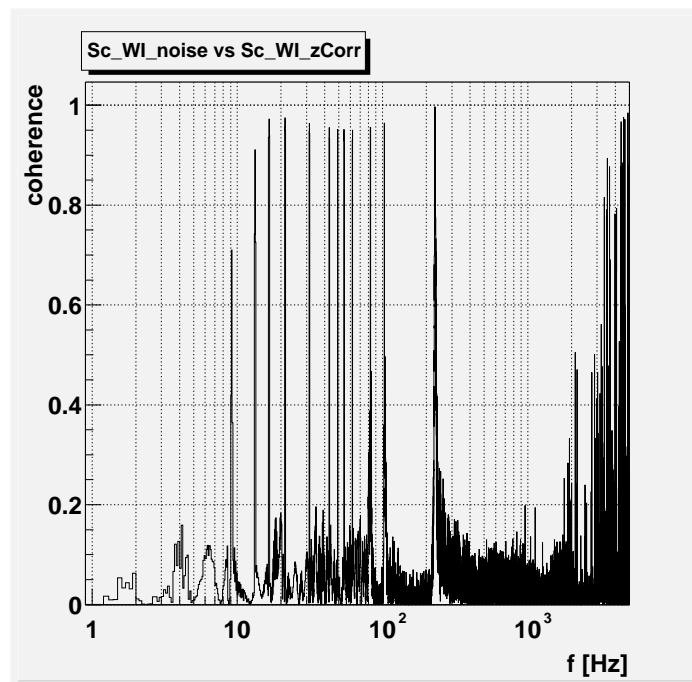


FIG. 5.19 – Signal de cohérence entre le bruit injecté dans la boucle (raies) et le signal de correction envoyé aux suspensions.

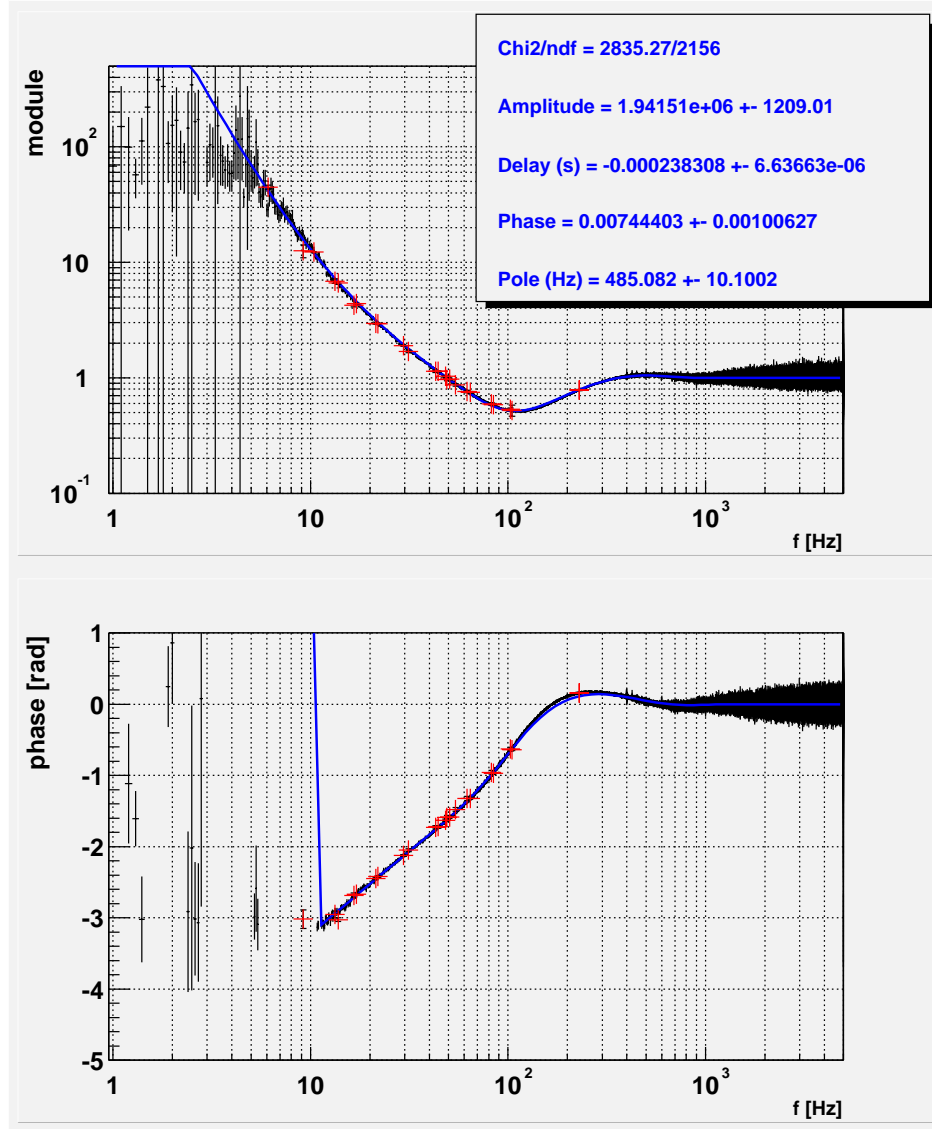


FIG. 5.20 – Module et phase de la fonction de transfert boucle fermée (E2) calculés en injectant du bruit blanc (courbe noire) ou des peignes de sinusoïdes (croix rouges) dans la boucle de contrôle. La courbe rouge est le résultat de la paramétrisation.

pôle : position de la fréquence de coupure du filtre pass-bas des bobines.

τ : retard

φ : phase

La figure 5.20 montre le résultat de cette paramétrisation de la fonction de transfert pour E2. Elle est issue d'un ajustement simultané sur le module et la phase de la fonction de transfert. Chacun des points expérimentaux est accompagné d'une erreur calculée sur la base de la cohérence de la mesure.

L'ajustement est effectué sur la zone de fréquence correspondant à une bonne cohérence entre le signal d'excitation et le signal de correction (> 0.6). Typiquement cette gamme de fréquence est comprise entre une dizaine de Hz et plusieurs centaines de Hz. En dehors de cette zone la fonction de transfert est extrapolée en utilisant la paramétrisation et fixant tous les paramètres avec les valeurs issues de l'ajustement.

Le retard correspondant aux temps de lecture et d'acquisition des données est compatible avec les $247 \mu s$ estimées à l'aide de la mesure indépendante. La phase attendue proche de zéro est en effet très faible. Enfin la position du pôle des bobines autour de 480 Hz est en accord avec celle issue de la caractérisation de la fonction de transfert en boucle ouverte. Les fonctions de transfert en boucle fermée correspondant aux runs E0, E1, E3 ont aussi été paramétrisées en utilisant pour chacune une fonction d'ajustement adaptée au système de contrôle de l'interféromètre (annexe B).

5.5.4 Couplage avec l'asservissement du mode commun (E4)

Du fait de l'intégration du système d'injection, la boucle d'asservissement sur la position longitudinale du miroir de recyclage et la fréquence du laser a été légèrement modifiée entre le run E3 et E4, le gain unité de cette boucle passant de quelques kHz à 50 Hz.

Cette nouvelle stratégie de contrôle a eu comme conséquence de faire apparaître un changement dans la forme de la fonction de transfert en boucle fermée dans la zone de fréquence comprise entre 20 Hz et 100 Hz. Une paramétrisation classique de la fonction de transfert de la forme $(1 - OHG)$ est devenue inadaptée (figure 5.21).

La cohérence entre le signal de frange noire démodulé B1p-ACq et le signal de correction longitudinal envoyé sur le miroir de recyclage (figure 5.22) montre que le signal de frange noire est sensible au signal de correction envoyé sur PR entre 10 Hz et 120 Hz. Ce couplage entre la boucle d'asservissement du mode commun et la boucle d'asservissement du mode différentiel nécessite de réécrire la fonction de transfert. Si la photodiode B1p voit le déplacement longitudinal de PR comme un déplacement du mode différentiel alors on a :

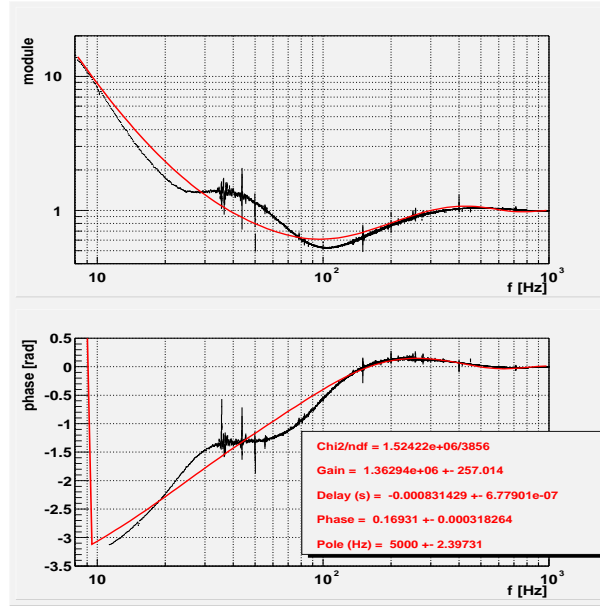


FIG. 5.21 – Module et phase de la fonction de transfert boucle fermée durant E4. On observe une distorsion de la fonction de transfert mesuré entre 20 Hz et 100 Hz. Distorsion que la fonction d'ajustement traditionnelle est incapable de reproduire.

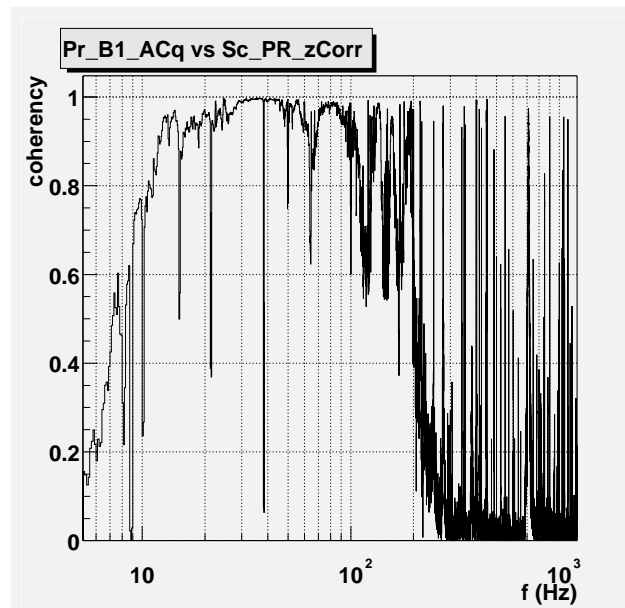


FIG. 5.22 – Signal de cohérence entre le signal de frange noire et le signal de correction envoyé à la suspension PR.

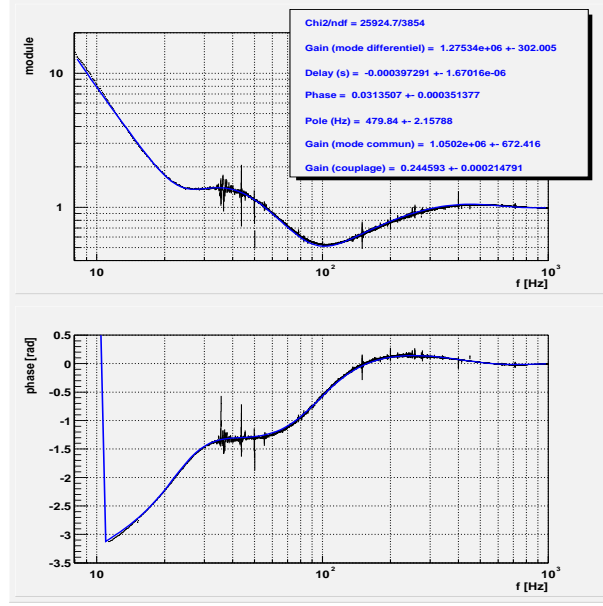


FIG. 5.23 – Paramétrisation de la fonction de transfert incluant un couplage avec la boucle de contrôle du mode commun.

$$\frac{zCorr}{noise} = \frac{1}{[1 - \beta OHG(1 + \frac{\gamma}{1 - \beta' OH'G'})]} \quad (5.37)$$

où β et β' sont respectivement les gains des boucles sur WI et sur PR, $H'G'$ est la fonction de transfert longitudinal sur PR. Enfin, γ est le facteur de couplage. La paramétrisation d'une telle fonction utilise 30 paramètres où seuls β' et γ sont des paramètres libres supplémentaires. Le résultat de l'ajustement avec une telle fonction montre que le couplage entre les deux boucles d'asservissement est de l'ordre de 25% (figure 5.23). Si on attend que des asymétries entre les deux bras de l'interféromètre puissent induire ce genre d'effet, un couplage de 25 % entre les modes semble élevé. Ce paramètre sera néanmoins réévalué dans la configuration de VIRGO. La diminution de l'asymétrie relative des bras devrait alors contribuer à diminuer fortement le couplage entre le mode commun et le mode différentiel de l'interféromètre. Cet effet méritera toutefois une attention particulière lors de l'analyse des premières fonctions de réponse de VIRGO.

5.6 Etude des courbes de sensibilité

5.6.1 Du signal de frange noire à la sensibilité en déplacement

La déconvolution du signal de frange noire avec la fonction de transfert en boucle fermée du détecteur permet d'obtenir le *vrai* bruit de l'interféromètre. Pour exprimer ce bruit en terme de déplacement du miroir, on corrige de la réponse optique inverse :

$$\delta l[m/\sqrt{Hz}] = O^{-1} \times (1 - OHG) \times \tilde{S} \quad (5.38)$$

où $\delta l[m/\sqrt{Hz}]$ est la limite de déplacement détectable qui définit la sensibilité du détecteur. La figure 5.24 présente la première courbe de sensibilité du CITF obtenue pendant le run E0.

5.6.2 Vérifications de la validité de la courbe de sensibilité

L'amplitude des mouvements des miroirs à basse fréquence est telle qu'elle nécessite un asservissement avec un gain élevé. En pratique cela signifie que l'on ne peut pas injecter du bruit dans cette gamme de fréquences sans risquer de compromettre le verrouillage de l'interféromètre. Au-dessous de 10 Hz, la fonction de transfert est donc extrapolée à partir de notre connaissance des éléments qui composent la boucle d'asservissement et des paramètres issus de l'ajustement à plus haute fréquence. Cette extrapolation peut être vérifiée en considérant que, dans cette gamme de fréquences, le gain du contrôle est tel que l'on retrouve l'intégralité du bruit de l'interféromètre dans le signal de correction (figure 5.26). Cette remarque permet de reprendre les équations de boucle du schéma 5.15 et de réécrire la sensibilité en déplacement :

$$zCorr = HS_0 + OHGzCorr \quad (5.39)$$

$$S_0 = OGzCorr \text{ si } |OHG| \gg 1 \quad (5.40)$$

Sur la figure 5.25 on peut voir que jusqu'à 10 Hz la sensibilité calculée à partir de G et de zCorr est effectivement proche de celle calculée avec le signal de frange noire. Au delà de cette fréquence, lorsque la condition $OHG \gg 1$ n'est plus remplie, les courbes divergent progressivement.

En pratique il n'y a plus d'effet de la boucle de contrôle au-dessus de 300 Hz (la fonction de transfert en boucle fermée vaut 1), une simple correction du signal de frange noire par le gain optique permet donc de valider la sensibilité dans cette gamme de fréquence (figure 5.25).

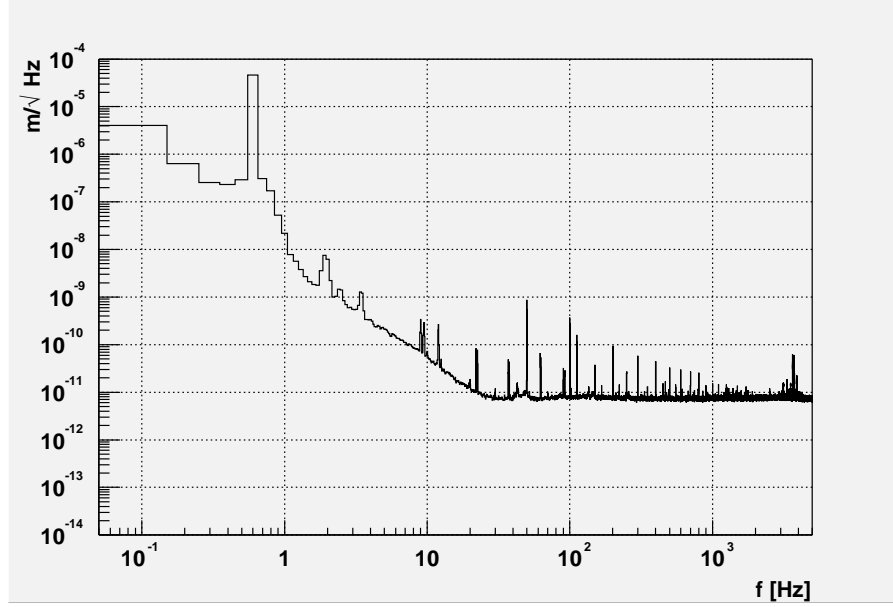


FIG. 5.24 – Courbe de sensibilité de l'interféromètre de Michelson (en m/\sqrt{Hz}) obtenue lors du premier run technique E0.

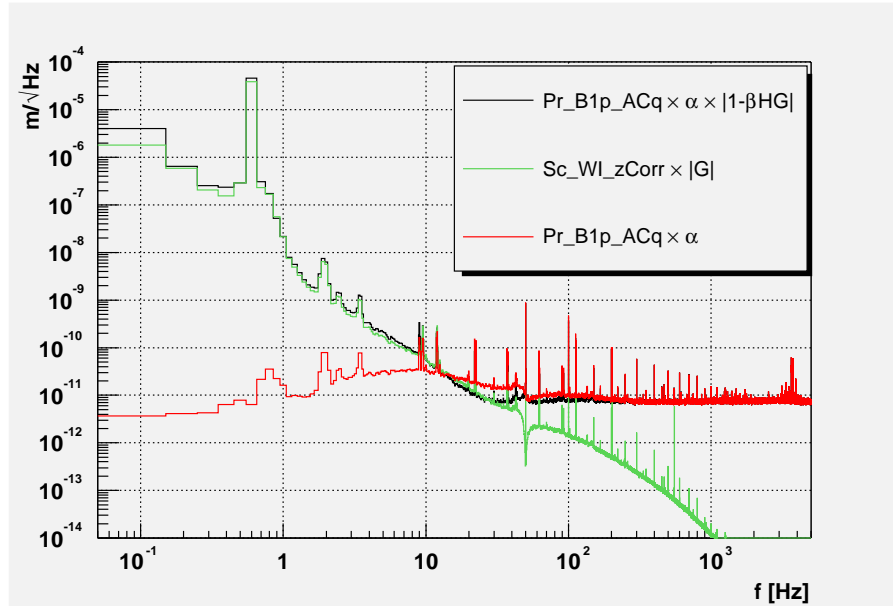


FIG. 5.25 – Vérification de la validité de la courbe de sensibilité à basse et haute fréquence. La partie basse fréquence est à comparer avec le signal de correction $Sc-WI-zCorr$ corrigé de la fonction de transfert en boucle ouverte G . La partie haute fréquence se superpose quant à elle avec le signal de frange noire ($Pr-B1-ACq$) corrigé du gain optique α .

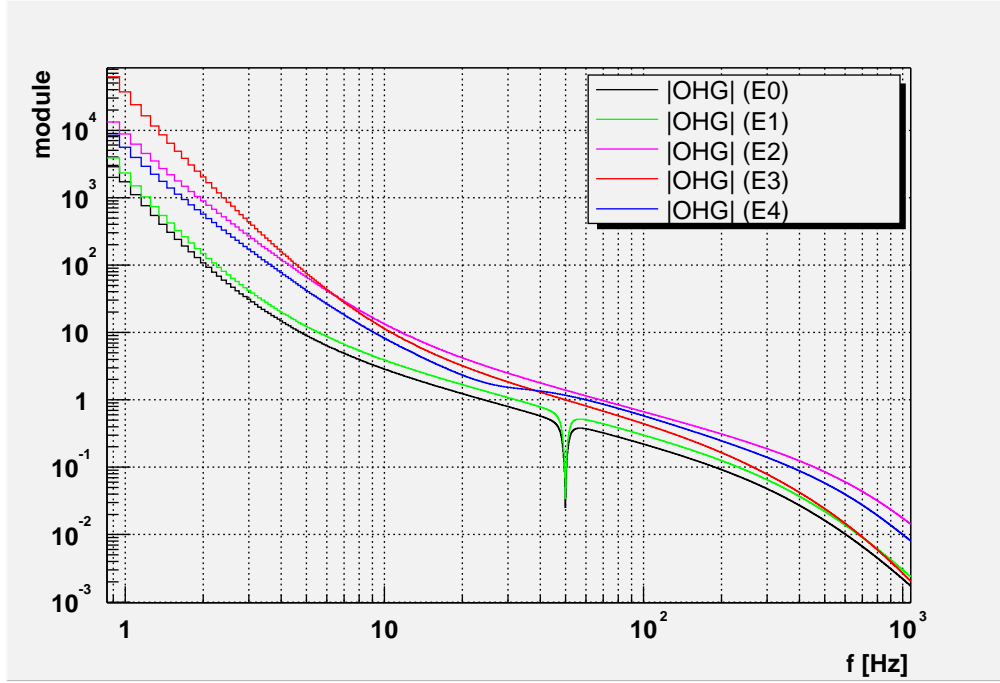


FIG. 5.26 – Module de la boucle de contrôle OHG pour les 5 runs techniques.

5.7 Evolution et limitations de la sensibilité du CITF

Sur la figure 5.27 sont représentées les courbes de sensibilité associées à chacun des runs. Elles ont été produites à partir de B1p pour les 3 premiers runs (E0, E1, E2) et à partir de B1 pour les deux derniers runs (E3, E4).

Les deux courbes supérieures correspondent à la sensibilité mesurée pendant les deux premiers runs techniques où l'interféromètre fonctionnait en configuration Michelson. La sensibilité à 1 kHz était de $8 \cdot 10^{-12} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour E0 et de $5 \cdot 10^{-12} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour E1. L'absence du miroir de recyclage et l'utilisation d'un laser auxiliaire de faible puissance n'a permis d'obtenir qu'environ 2 mW sur la séparatrice. Associées au faible pourcentage de la puissance de frange noire utilisée (1%), ces conditions ont nécessité d'augmenter les gains de l'électronique de la chaîne de lecture, donc d'augmenter la contribution du bruit de l'électronique de détection. Pour les deux runs E0 et E1 ce bruit limitait la sensibilité au-dessus de 20-30 Hz. A plus basse fréquence, le bruit augmente lorsque la fréquence décroît.

Les deux courbes de sensibilité intermédiaires correspondent aux deux runs techniques effectués en configuration de Michelson recyclé mais utilisant toujours le laser auxiliaire comme source lumineuse. Dans les deux cas l'augmentation de la puissance sur

la séparatrice a permis de réduire les gains de l'électronique de détection et de faire apparaître ainsi le bruit en fréquence du laser autour de 10 Hz et au-dessus de 1 kHz. Une grande partie du bruit dans la zone de fréquence intermédiaires était attribuée au bruit de position du laser auxiliaire. L'implémentation de l'alignement automatique pendant le run E3 a d'ailleurs confirmé cette hypothèse en diminuant le niveau de bruit sur une large gamme de fréquences comprises entre 10 Hz et quelques centaines de Hz avec près d'un ordre de grandeur d'amélioration à 20 Hz. A plus haute fréquence, un léger gain de puissance entre E2 et E3 a permis de faire passer la sensibilité de $10^{-14} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ à $5.10^{-15} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$.

La sensibilité mesurée avec le laser de 8 W pendant le dernier run E4 démontre que la plupart des contributions du bruit observé pendant E2 et E3 étaient dues au laser auxiliaire. Tout le spectre a bénéficié de l'incorporation du système d'injection, et la meilleure sensibilité atteinte pendant E4 est de $8.10^{-17} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 kHz et de $10^{-13} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz. C'est la meilleure sensibilité obtenue avec le CITF.

A très basse fréquence (au-dessous de quelques Hz) la sensibilité était limitée par le bruit du contrôle de l'alignement. Les pics qui apparaissent à 2 Hz et 3.5 Hz correspondent aux résonances angulaires du miroir et de la masse de référence. Entre 7 Hz et 250 Hz, la sensibilité de l'interféromètre était surtout limitée par le bruit en fréquence du système d'injection, comme en témoigne le signal de cohérence entre ce bruit et le signal de frange noire Pr-B1-ACq (figure 5.28). Une analyse plus détaillée montre que ce bruit provient d'une instabilité de la longueur de cavité du mode cleaner d'entrée sur laquelle la fréquence du laser est ajustée. L'origine de cette instabilité est un bruit qui arrive jusqu'aux bobines contrôlant la position du banc d'injection et en excite quelques résonances mécaniques. La plupart des raies observées en dessous de 250 Hz sont corrélées avec des résonances mécaniques du banc d'injection. Au-dessus de 1 kHz, plusieurs pics apparaissent dans le spectre de bruit de l'interféromètre. Certains d'entre eux ont été identifiés comme des résonances du système mécanique composé du miroir d'extrémité du mode mode cleaner et de son support [32]. Cette identification a pu avoir lieu en comparant la position de ces raies dans le spectre de frange noire avec celle trouvée lors de la caractérisation, à haute fréquence, de la fonction de transfert du système mécanique de la tour ouest (figure 5.29).

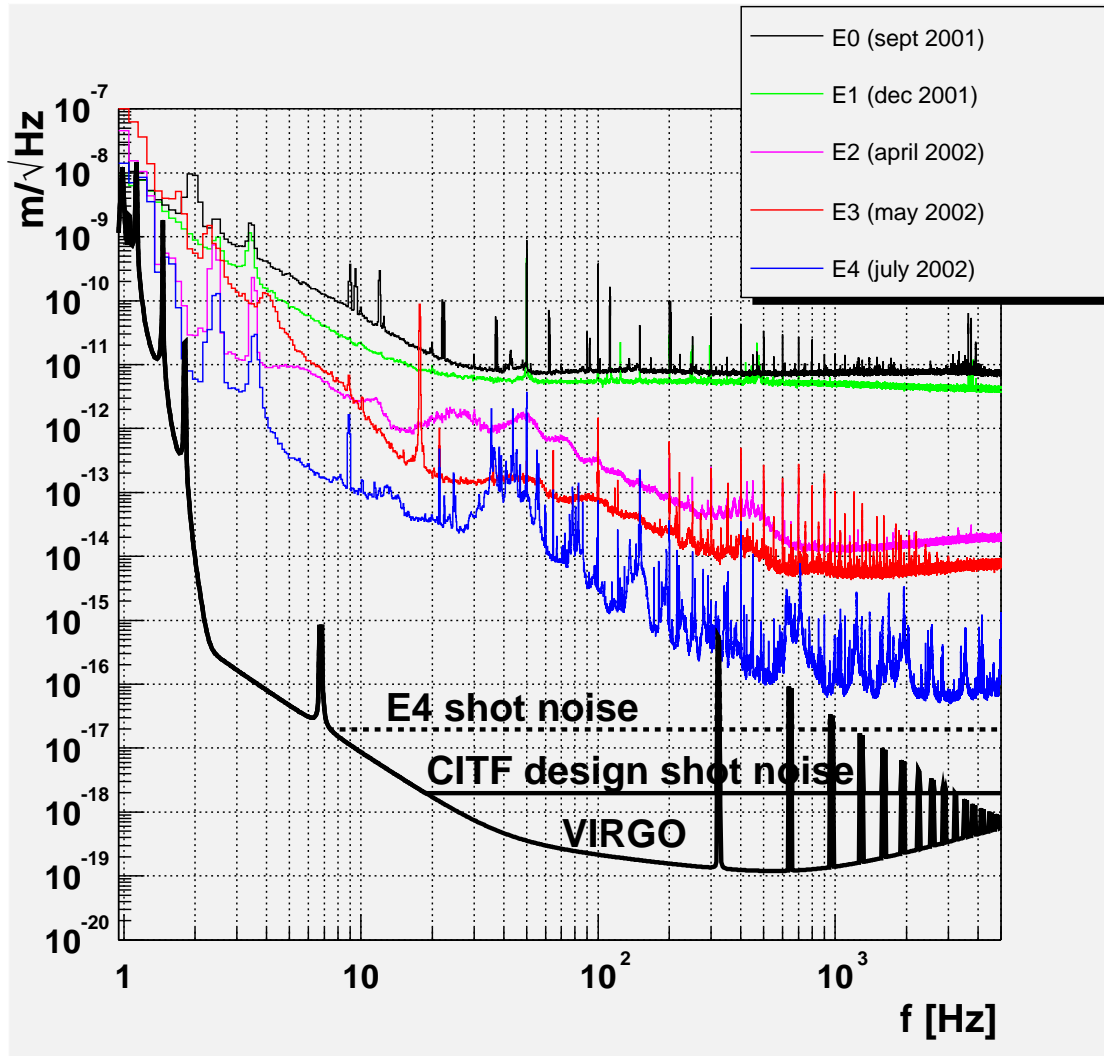


FIG. 5.27 – Evolution de la sensibilité au cours des différents runs techniques

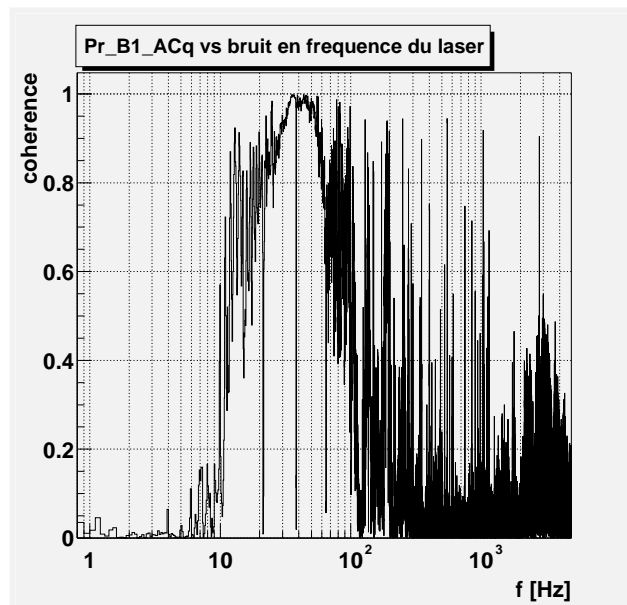


FIG. 5.28 – Cohérence entre le bruit de l'interféromètre et le bruit en fréquence du laser (E4). La forte cohérence entre 10 Hz et 100Hz indique que la majeure partie du bruit observé sur la courbe de sensibilité dans cette gamme de fréquence provient du système d'injection.

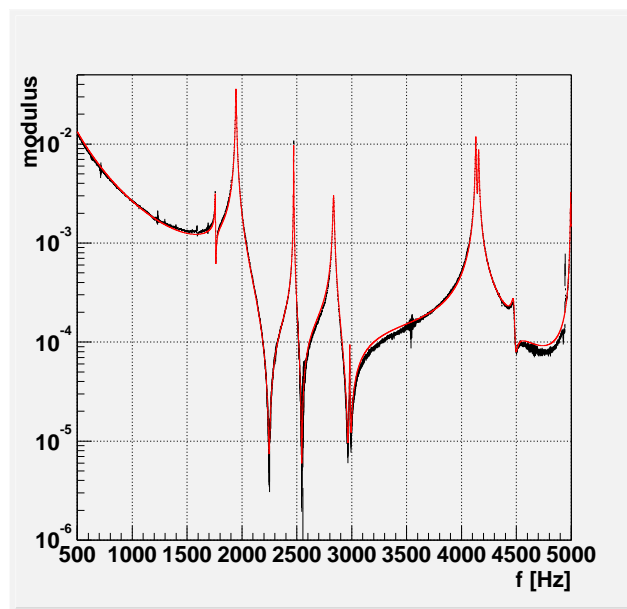


FIG. 5.29 – Mesure de la fonction de transfert mécanique mettant en évidence des résonances internes du miroir et de son support. Cette mesure a pu être faite grâce à l'injection d'un signal d'excitation à haute fréquence (bruit blanc filtré par un filtre passe haut $f_c = 100$ Hz).

Chapitre 6

La reconstruction

La reconstruction est le terme qui désigne l'étape de pré-traitement des données en amont des algorithmes d'analyse proprement dits. Son objectif est de fournir un signal physiquement exploitable et adapté aux algorithmes. Ces deux objectifs recouvrent plusieurs aspects :

- La déconvolution de la réponse du détecteur : Il s'agit lors de cette étape de produire à partir de la série temporelle recueillie en sortie du détecteur $S(t)$ une autre série temporelle $h(t)$ représentant l'évolution dans le temps de l'amplitude de l'onde gravitationnelle qui aurait engendré le même signal $S(t)$. Le signal $S(t)$ est relié à $h(t)$ à travers la fonction de réponse du détecteur étudiée dans le chapitre précédent et dont il s'agit donc de corriger les effets en appliquant un filtrage approprié aux données.
- La soustraction de bruit : L'étape de reconstruction comprend également la soustraction de certains bruits expérimentaux pour lesquels une série temporelle peut être identifiée. Ceci repose principalement sur l'exploitation de données auxiliaires témoignant de l'état de l'environnement du détecteur. Le bruit à 50 Hz (et tous ses harmoniques) en est l'exemple type. Présent dans le spectre de frange noire ce bruit est cohérent avec une mesure indépendante du 50 Hz effectuée directement à la sortie de l'alimentation. Cette mesure indépendante peut être ensuite utilisée pour soustraire la ligne du 50Hz et tous ses harmoniques du signal de frange noire.
- Le blanchiment : Cette opération consiste à traiter les données afin d'obtenir un spectre de bruit blanc. Elle suppose une estimation en ligne de la densité spectrale de bruit, exploitée pour mettre en œuvre un filtre de blanchiment appliqué en ligne.
- La réduction des données : Le signal de frange noire dans VIRGO est échantillonné à

20 kHz. Dans la pratique, toutefois, la recherche de signaux d'ondes gravitationnelles se fait souvent dans une bande de fréquences plus étroite que 10 kHz. C'est notamment le cas des recherches de signaux périodiques qui se limitent le plus souvent à une bande de l'ordre du kilohertz. De même les signaux provenant de coalescences de systèmes binaires ne dépassent pas 2 kHz.

Afin de réduire le flot de données envoyées aux algorithmes de recherche en particulier en ligne, il est donc utile de procéder à un sous-échantillonnage des données - typiquement à 2 ou 4 kHz - après un filtrage anti-repliement adéquat. Cette opération complète le traitement préliminaire appliqué aux données en amont de leur analyse proprement dite.

L'étape de déconvolution qui nous intéresse dans ce chapitre repose sur une connaissance de la réponse du détecteur suffisamment précise pour d'une part ne pas risquer d'altérer les capacités de détection de signaux d'ondes gravitationnelles et d'autre part ne pas compromettre l'extraction d'informations significatives de la comparaison de ces signaux enregistrés par différents détecteurs.

Les contraintes en matière de précision proviennent essentiellement d'exigences associées au rapport signal sur bruit (SNR) et à l'estimation du temps d'arrivée de signaux d'ondes gravitationnelles provenant de coalescences de systèmes binaires. Une étude basée sur une simulation d'une mauvaise connaissance de la réponse du détecteur liée à des erreurs aléatoires sur le module et la phase de la fonction de transfert du détecteur ou à des erreurs systématiques montre que le SNR de tels signaux reste acceptable ($< 1\%$ de perte relative) jusqu'à 15% d'erreur RMS sur le module et 150 mrad d'erreur RMS sur la phase [29]. Cette même étude montre que des erreurs systématiques peuvent quant à elles dégrader l'estimation du temps d'arrivée en introduisant un biais comparable à la résolution intrinsèque du détecteur pour des SNR conséquents.

La réponse du détecteur est donc un élément de la reconstruction qui doit non seulement être mesuré à un instant donné mais aussi monitoré pour corriger d'éventuelles fluctuations pouvant avoir des conséquences sur l'analyse physique. Pour cela on utilise des raies de calibration d'amplitude fixe et injectées de manière permanente dans la boucle de contrôle de l'interféromètre.

Dans ce chapitre est présentée une étude de la réponse du détecteur basée sur une analyse de l'évolution dans le temps de l'amplitude des raies de calibration dans le spectre de frange noire \tilde{S} . Seront ensuite détaillées les différentes étapes menant de la représentation spectrale de la réponse du détecteur à la production de $h(t)$. L'ensemble de ces étapes

compose la procédure de reconstruction, dont un prototype à été testé sur 8 heures de données du run E4. Enfin les performances de la procédure seront discutées sur la base des spécifications imposées par la physique.

6.1 Le suivi de la réponse du détecteur

D'après l'équation 5.3 le déplacement différentiel δl est relié au signal enregistré S par la réponse combinée du système optique O , du système mécanique G et du système de contrôle H de l'interféromètre.

$$\delta l[m/\sqrt{Hz}] = O^{-1} \times (1 - OHG) \times \tilde{S} \quad (6.1)$$

où $(1 - OHG)$ est l'inverse de la fonction de transfert en boucle fermée de l'interféromètre.

Le système d'asservissement numérique de VIRGO fait de la réponse de H un élément stable dans le temps. Le contrôle du mode différentiel s'effectuant toujours en corrigeant la position du même miroir (ouest) à partir du même système de couple bobines-aimants on ne s'attend pas non plus *a priori* à voir évoluer la réponse de G .

La réponse optique O liant le déplacement du miroir en [m] et le signal enregistré en [V] utilise le signal de frange noire lu par les photodiodes B1p ou B1, toutes les deux sensibles à la puissance stockée dans l'interféromètre. Une variation de ce paramètre entraîne un changement de la réponse optique et de la fonction de transfert en boucle fermée dont il faudra rendre compte dans la reconstruction de δl .

6.1.1 Réponse optique

La photodiode B5, qui détecte le faisceau réfléchi par la face arrière de la séparatrice, permet de mesurer un signal directement proportionnel à la puissance lumineuse dans l'interféromètre.

L'évolution de cette puissance au cours des trois jours du run E4 (figure 6.1) fait apparaître une sensibilité vis à vis de la puissance incidente fournie par le système d'injection (figure 6.2) ainsi qu'une sensibilité vis à vis des conditions d'alignement. Un effet caractéristique de cette dépendance est le désalignement progressif de l'interféromètre en cours de run traduit par une lente chute de la puissance sur B5 puis suivie d'une remontée abrupte qui marque l'action d'un opérateur pour corriger la position d'un des miroirs. En dehors des pertes de contrôle de l'interféromètre, la plus grande dérive observée est, sur deux heures, une variation de 12 % de la puissance à l'intérieur de l'interféromètre.

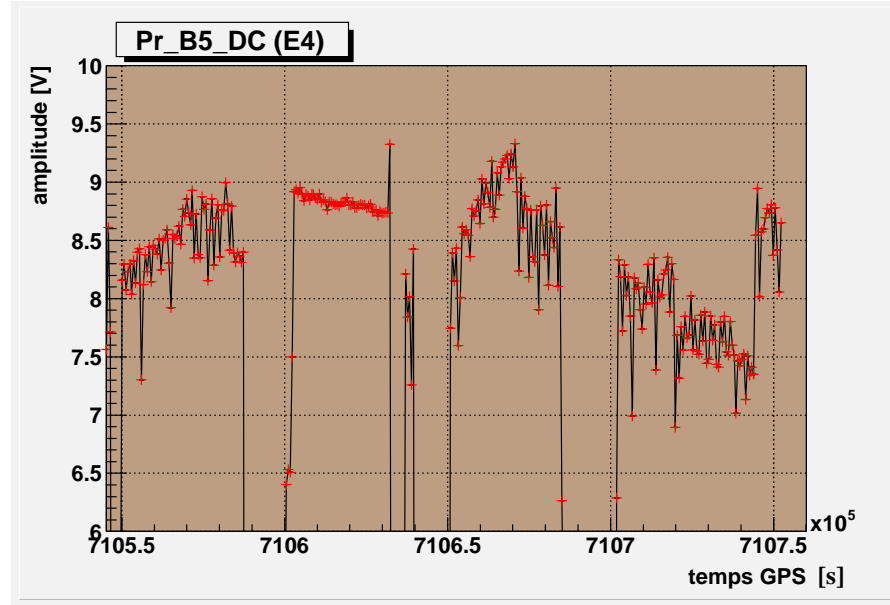


FIG. 6.1 – Evolution de la puissance stockée à l'intérieur de l'interféromètre au cours des 3 jours du run E4.

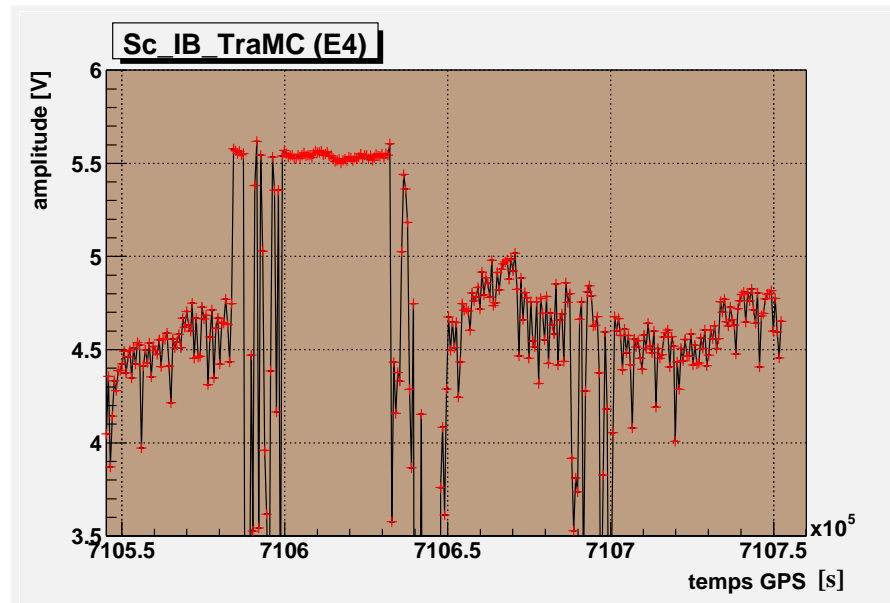


FIG. 6.2 – Evolution de la puissance incidente au cours des 3 jours du run E4.

Procédure de suivi

Pour assurer le suivi de la réponse optique on utilise une raie de calibration que l'on applique au niveau des bobines utilisées pour le contrôle du *mode différentiel* de l'interféromètre. L'amplitude de cette raie est fixe et sa fréquence, 353.6 Hz, est choisie au-dessus du gain unité de la fonction de transfert boucle fermée (figure 5.23). Ceci assure que le signal injecté est insensible à l'asservissement et permet d'extraire facilement la réponse optique :

$$\alpha[V/m] = \frac{[V_{B1p-ACq}]}{[V_{excitation}]} \times \frac{1}{G[m/V]} \quad (6.2)$$

Si la réponse mécanique G est fixe et si l'amplitude d'excitation $V_{excitation}$ est constante, les variations d'amplitude de la raie de calibration à 353.6 Hz dans le spectre de signal de frange noire devraient être un bon indicateur des variations du gain optique α .

Variations d'amplitude de la raie de calibration à 353.6 Hz

L'évolution de la raie de calibration sur les 3 jours du run E4 est présentée sur la figure 6.3 (courbe du haut). Chaque point résulte de 600 s d'intégration du signal de frange noire, 120 spectres chacun calculé sur 10 s (recouvrement de 50% des données). L'erreur sur l'amplitude est une erreur statistique sur les 120 mesures.

Les trois pertes de contrôle du détecteur survenues pendant E4 font apparaître quatre périodes distinctes que l'on retrouve aussi sur la figure d'évolution de la puissance à l'intérieur de l'interféromètre. Au regard de ces figures on distingue les périodes *I* et *III* des périodes *II* et *IV*. Sur les périodes *I* et *III* la mesure de l'amplitude de la raie de calibration semble suivre comme attendu les variations de puissance à l'intérieur de l'interféromètre (courbe du milieu). En revanche, l'amplitude de la raie de calibration baisse sur la période *II* alors que dans le même temps la puissance est stable dans l'interféromètre. La corrélation de cette dérive avec les variations de la tension continue aux bornes de la bobine de contrôle de la position longitudinale du miroir ouest (courbe du bas) indique que la réponse optique est affectée par les effets non linéaires présents au niveau de l'actionneur et déjà observés à l'occasion du run E0.

Non-linéarité de l'actionneur

Une étude [30] s'appuyant sur les données du premier run E0 a en effet permis de mettre en évidence la corrélation entre l'injection de raies de calibration au niveau de l'actionneur et l'apparition de raies parasites dans le spectre de frange noire. La position

de ces dernières dans le spectre résulte de la combinaison des fréquences des raies de calibration, du 50 Hz et de son contingent d'harmoniques.

Le modèle élaboré pour rendre compte de ces non-linéarités suppose que des courants de Foucault sont induits par le courant circulant dans les bobines. L'interaction entre le courant circulant dans les bobines et les courants de Foucault génère une force proportionnelle au carré du courant primaire. La force fournie par les actionneurs est alors décrite par le modèle suivant :

$$F = F_0 + \beta F_0^2 \quad (6.3)$$

où F_0 est la force produite par le courant et les aimants et le second terme représente l'effet des courants de Foucault.

La conséquence de cet effet est qu'à excitation fixe sur le miroir, le déplacement induit en [m] n'est plus constant, autrement dit l'hypothèse de la stabilité de la réponse mécanique G est remise en cause. Notons que ces non-linéarités sont liées à l'adaptation de la partie basse des suspensions pour la configuration du CITF et que le passage à VIRGO verra disparaître ces effets.

Conséquence pour la reconstruction de h

Le comportement non-linéaire de l'actionneur a deux implications pour la procédure de reconstruction des données :

- aucune vérification ne pourra être apportée sur la linéarité de la relation entre le gain optique et la puissance stockée dans l'interféromètre.
- la raie de calibration à 353.6 Hz ne permet plus le monitoring direct du gain optique.

Face à ces deux contraintes, le choix retenu pour l'élaboration de la procédure de reconstruction des données du run E4 est d'exploiter l'hypothèse de linéarité entre le gain optique et la puissance dans l'interféromètre en calculant le gain optique une première fois en début de run puis en le corrigeant linéairement à partir des variations de puissance observées.

6.1.2 Fonction de transfert de la boucle fermée

L'équation de la fonction de transfert en boucle fermée permettant de relier le signal de frange noire S au bruit de l'interféromètre déconvolué de la réponse du détecteur S_0 fait intervenir la réponse optique du détecteur O .

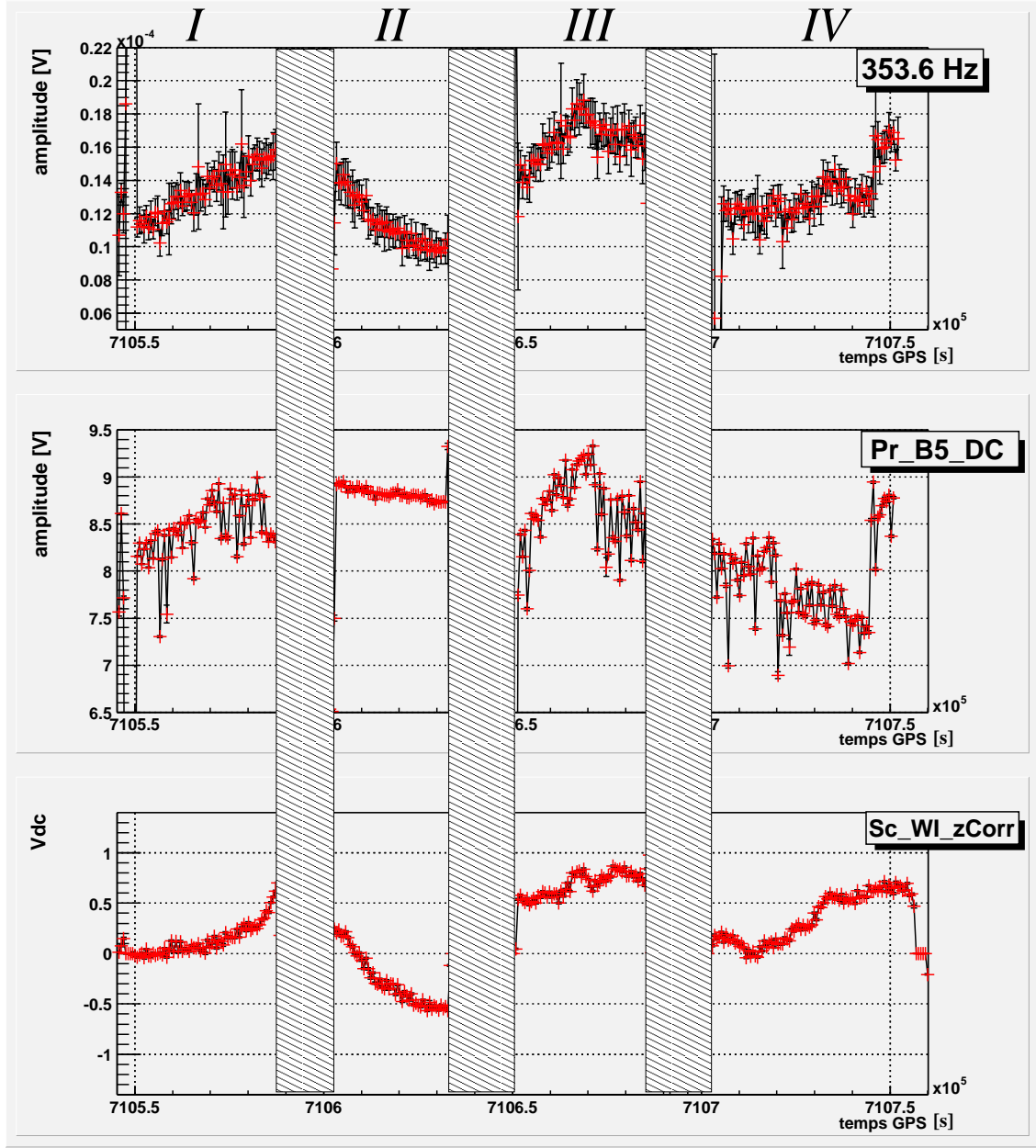


FIG. 6.3 – Variations de l'amplitude de la raie de calibration à 353.6 Hz (haut). Ces variations sont soit corrélées avec des variations de puissance dans l'interféromètre (milieu) (zones *I* et *III*) soit corrélées avec les variations de courant aux bornes de la bobine utilisée pour exercer une force sur le miroir ouest (bas) (zone *II*).

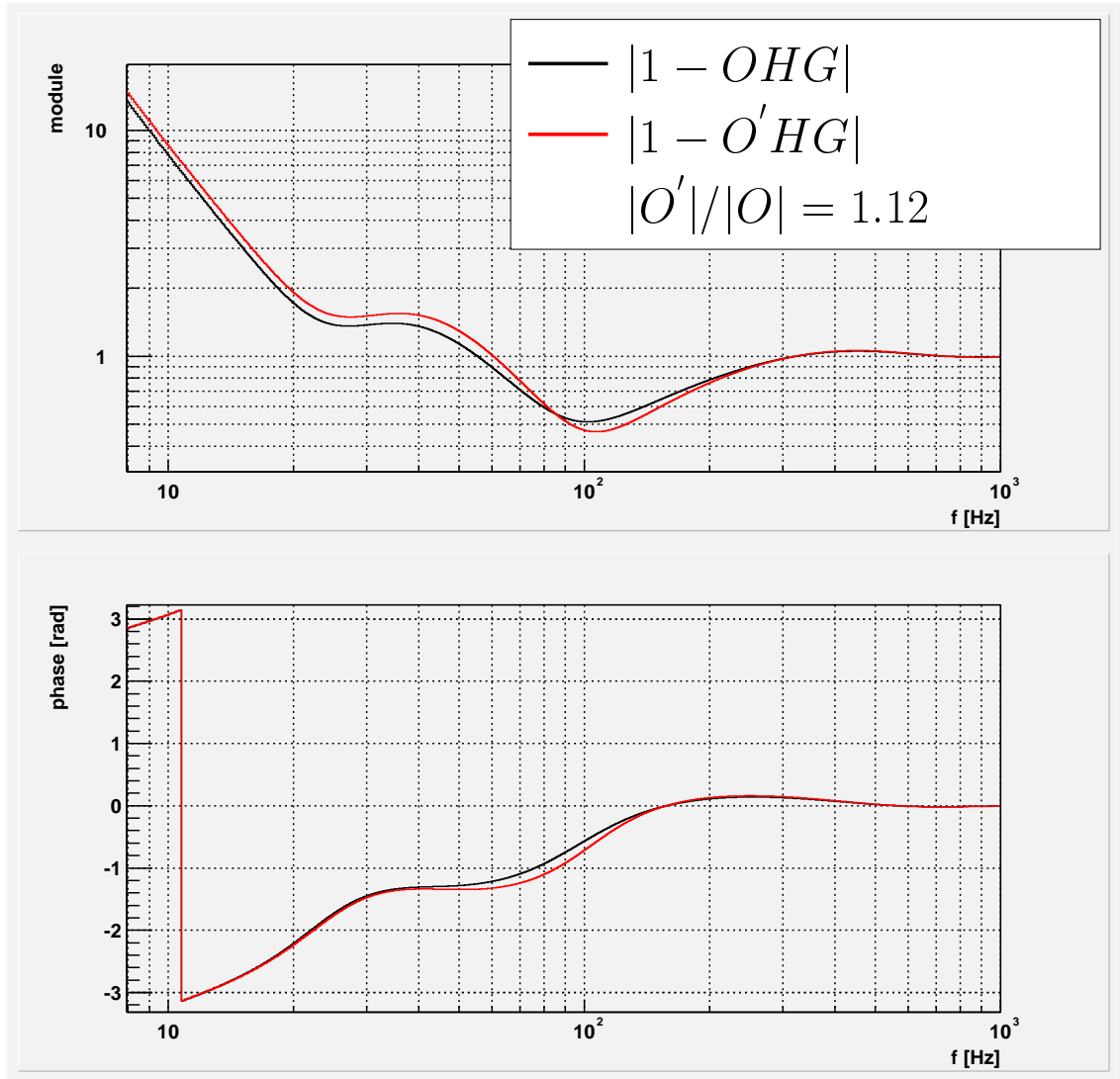


FIG. 6.4 – Variations du module et de la phase de la fonction de transfert (E4) dues à une variation de 12% de la réponse optique de l'interféromètre.

$$S_0 = (1 - OHG)S \quad (6.4)$$

Cette dépendance rend la fonction de boucle sensible aux fluctuations du gain optique. L'effet se traduit par un déplacement du gain unité de la fonction de boucle $|OHG|$ qui a pour conséquence d'introduire des variations dans la forme de la fonction de transfert de correction du signal de frange noire $(1 - OHG)$.

Un variation du gain optique O de 12 %, qui correspond aux plus grandes fluctuations de puissance observées durant E4, entraîne des variations dans la fonction de transfert $(1 - OHG)$ allant jusqu'à 14 % sur le module et 170 mrad sur la phase (figure 6.4). L'effet est visible dans toute la bande passante de la boucle d'asservissement, avec des variations corrélées dans la zone de fréquences correspondant à un gain > 1 de $|OHG|$ et anti-corrélées lorsque celui est < 1 .

L'effet le plus significatif est observé dans la gamme de fréquences comprises entre quelques dizaines de Hz et quelques centaines de Hz. C'est aussi la gamme de fréquences dans laquelle on attend la plus grande contribution des signaux physiques provenant de coalescences d'étoiles binaires. La non prise en compte des variations de la fonction de transfert boucle fermée induirait un biais dans les informations enregistrées en termes de rapport signal sur bruit et d'estimation du temps d'arrivée du signal. Une reconstruction rigoureuse de $\delta l(t)$ sur une période de 3 jours nécessite donc une correction régulière de la fonction de transfert en boucle fermée.

Les outils de surveillance

La mesure de la réponse du détecteur est effectuée une première fois en début de run au cours d'une période de calibration. Le but de ces périodes étant de caractériser au mieux la réponse du détecteur, il justifie l'injection dans l'interféromètre de bruit blanc ou de peignes de raies ayant des amplitudes significatives.

En dehors de ces périodes, le monitoring de la réponse du détecteur doit d'une part ne pas compromettre l'asservissement de l'interféromètre et d'autre part ne pas détériorer la sensibilité.

Ces contraintes conduisent à l'injection permanente de 6 raies sur les bobines de contrôle longitudinal du miroir ouest. Leur amplitude est fixe et limitée, tandis que leur position dans le spectre est choisie de manière à éviter tout risque d'excitation mécanique, mais aussi à étudier la réponse du détecteur sur le plus large spectre possible (tableau 6.1).

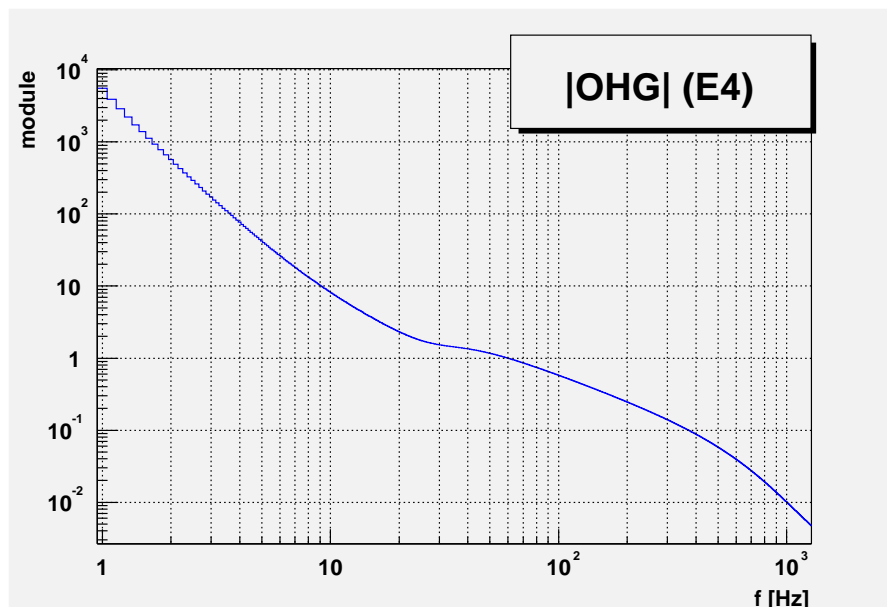


FIG. 6.5 – La représentation du gain de boucle $|OHG|$ du run E4. Le gain unité est situé autour de 60 Hz.

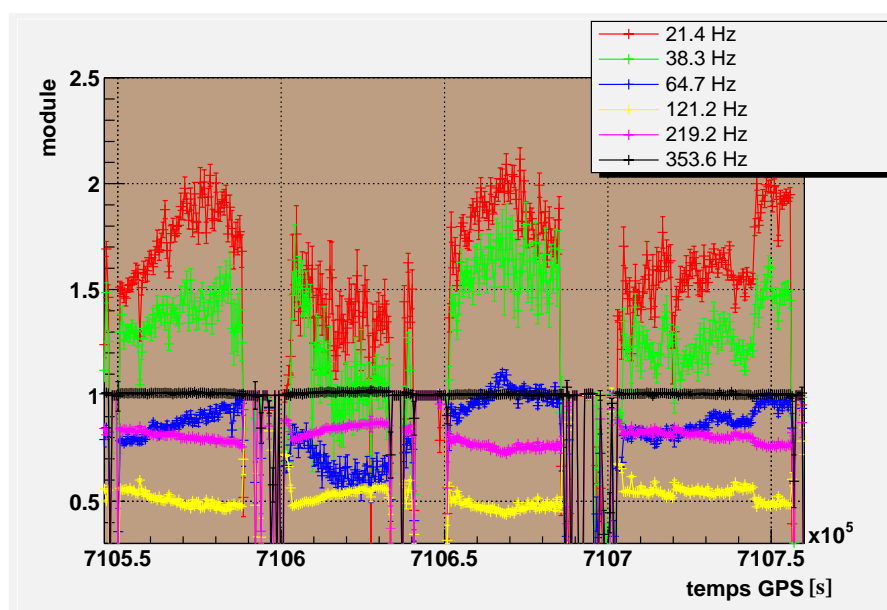


FIG. 6.6 – Variations au cours du run E4 du module de la fonction de transfert $|1 - OHG|$. Le suivi est assuré par six raies de calibration permanentes d'amplitude fixe.

E0		E1-E2		E3		E4	
WI	NI	WI	NI	WI	NI	WI	NI
9 Hz	9.5 Hz	8.9 Hz	9.4 Hz	8.9 Hz		8.9 Hz	
22 Hz	22.5 Hz	21.4 Hz	21.9 Hz	21.4 Hz		21.4 Hz	
37 Hz	37.5 Hz	36.1 Hz	36.6 Hz	36.1 Hz		38.3 Hz	
62 Hz	62.5 Hz	64.7 Hz	65.2 Hz	64.7 Hz		64.7 Hz	
112 Hz	112.5 Hz	121.2 Hz	121.7 Hz	121.2 Hz		121.2 Hz	
202 Hz	202.5 Hz	220.3 Hz	220.8 Hz	220.3 Hz		219.2 Hz	
				353.6 Hz		353.6 Hz	

TAB. 6.1 – Catalogue des raies de calibration injectées au cours des différents runs.

Résultats

Les raies sont injectées dans la boucle d’asservissement entre le signal issu du contrôle global et le signal de correction longitudinal du miroir ouest effectivement appliqué sur les bobines. L’inverse de la fonction de transfert entre le signal d’excitation (*noise*) et le signal de correction (*zCorr*) donne une mesure de la fonction de réponse en boucle fermée de l’interféromètre (5.31) :

$$\frac{zCorr}{noise} = \frac{1}{(1 - OHG)} \quad (6.5)$$

La figure 6.6 représente l’évolution de cette fonction de transfert ($1 - OHG$) aux fréquences des raies de calibration permanentes. Chaque point de la fonction de transfert est issu de 600 secondes d’intégration des signaux *zCorr* et *noise* et les erreurs associées sont calculées à partir du signal de cohérence entre ces deux signaux (voir annexe A)).

Comme observé sur la simulation d’une variation du gain optique dans la fonction de transfert, les fluctuations sont soit corrélées soit anti-corrélées entre elles. La fonction de transfert subit à la fois les variations de O ce qui permet de retrouver une corrélation avec les variations de puissance dans l’interféromètre mais aussi les variations de G dues au comportement non-linéaire de l’actionneur. Cet effet interdit donc de corriger la fonction de transfert à partir des seules variations de la réponse optique.

Conséquences pour la reconstruction

Pour essayer de rendre compte au mieux de l’évolution de la fonction de déconvolution, on prend le parti de renouveler périodiquement la mesure et de paramétrer cette fonction à l’aide des 6 raies de calibration permanentes. Un test sur la faisabilité de cette méthode

a été effectué en intégrant 600s de données prise autour de temps GPS différents :

- Période 1 (GPS = 710576640 s) : période pendant laquelle les variations de puissance semblent guider l’amplitude de la ligne à 353.6 Hz. Le courant continu des bobines est faible, ce qui semble indiquer que les non-linéarités doivent être peu importantes.
- Période 2 (GPS = 710630440 s) : période pendant laquelle le courant continu des bobines gouverne les variation d’amplitude de la ligne à 353.6 Hz.

La caractérisation des fonctions de transfert sur ces deux périodes de données utilise ici la fonction de paramétrisation définie par l’équation 5.37 du chapitre précédent.

Compte tenu du faible nombre de raies de calibration, on fixe les paramètres de la fonction n’étant pas supposés évoluer avec le temps. Le retard et la phase associés à la boucle de contrôle du *mode différentiel* conservent ainsi les valeurs issues de la paramétrisation de référence obtenue en début de run (figure 5.23). Seuls les gains associés aux deux boucles de contrôle et à leur couplage sont des paramètres libres.

Le résultat de l’ajustement sur les données faiblement affectées par les non-linéarités (figure 6.7a) montre que la variation du gain optique peut être interprétée comme un changement de gain de la fonction de transfert paramétrisable sur l’ensemble de la bande passante du détecteur. En revanche le deuxième ajustement (figure 6.7b) témoigne de l’impossibilité de suivre les effets dus au non linéarités. En dehors de ces cas pathologiques voués à disparaître dans VIRGO, le suivi de la fonction de réponse du détecteur avec 6 raies permanentes est faisable et garantit l’étalonnage de la réponse du détecteur d’une fréquence par rapport à une autre.

6.2 Test de reconstruction sur des données de E4

6.2.1 Le filtrage temporel

Le signal $S(t)$ est relié à $\delta l(t)$ à travers la fonction de transfert du détecteur dont il s’agit de corriger les effets en appliquant un filtrage approprié aux données. Dans la mesure où la fonction de transfert extraite de la procédure d’étalonnage se présente dans le domaine fréquentiel, il apparaît simple de calculer la transformée de Fourier $\tilde{S}(f)$ du signal $S(t)$ de la rapporter à la fonction de transfert du détecteur pour obtenir $\delta\tilde{l}(f)$ et d’en calculer la transformée de Fourier inverse pour aboutir finalement à $\delta l(t)$.

En pratique cette procédure est soumise à certaines contraintes liées d’une part au fait que la technique de filtrage fréquentiel est obligée d’opérer un certain recouvrement

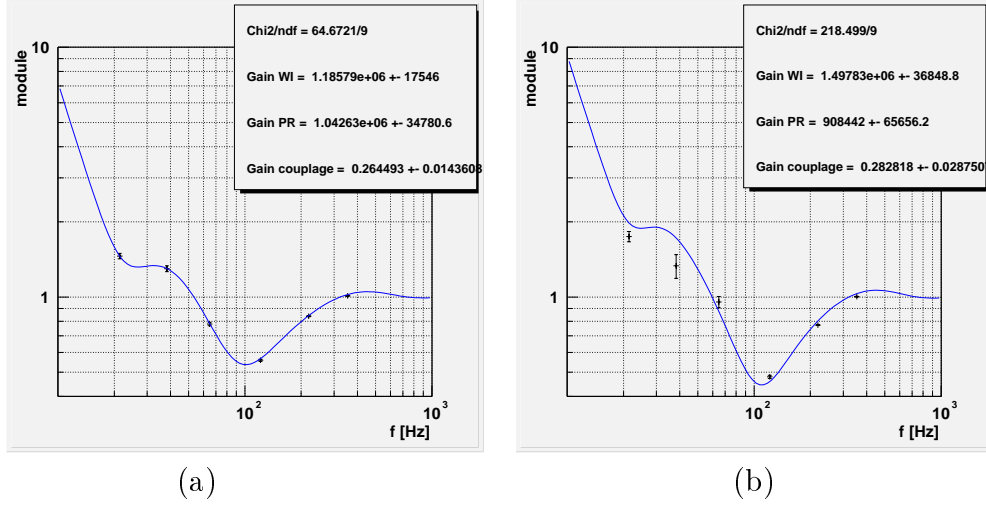


FIG. 6.7 – Paramétrisation d’une fonction de transfert mesurée à l’aide de 6 lignes permanentes du run E4, avec des données peu affectées par les non-linéarités de l’actionneur (a) et des données fortement affectées par les non-linéarités de l’actionneur (b).

dans le traitement des données pour éviter des effets de bord et que d’autre part elle se trouve limitée lorsque la dynamique du signal est grande (ce qui est le cas avec le signal de frange noire du CITF en raison d’une composante à basse fréquence importante). Pour ces raisons nous n’avons pas retenu cette méthode.

Le choix retenu ici pour la reconstruction de $\delta l(t)$ est donc finalement celui du filtrage de $s(t)$ dans le domaine temporel. Cette méthode présente l’avantage d’éviter les calculs intermédiaires dans l’espace des fréquences et les contraintes associées mais nécessite de transposer la représentation fréquentielle de la fonction de réponse de l’interféromètre en un filtre temporel discret.

La relation liant \tilde{S} et $\tilde{\delta l}$ dans le domaine fréquentiel est :

$$\tilde{\delta l} = \alpha[m/V] \times |1 - \beta OHG| \times \tilde{S}[V/\sqrt{Hz}] \quad (6.6)$$

où la fonction de transfert en boucle fermée $1 - \beta OHG$ est décrite à l’aide d’un gain et d’une série de pôles et de zéros :

$$1 - \beta OHG = k \frac{(s - z_1)(s - z_2) \dots (s - z_n)}{(s - p_1)(s - p_2) \dots (s - p_m)} \quad (6.7)$$

Afin de convertir cette fonction de transfert en une série de filtres discrets il est pratique de transformer $1 - \beta OHG$ en un produit de filtres du second ordre :

$$1 - \beta_{OHG} = \prod_{k=1}^L \frac{b_{2k}s^2 + b_{1k}s + b_{0k}}{a_{2k}s^2 + a_{1k}s + a_{0k}} \quad (6.8)$$

où $b_{2k}, b_{1k}, b_{0k}, a_{2k}, a_{1k}, a_{0k}$ sont les coefficients de la série des filtres analogiques du second ordre. Une transformation bilinéaire permet de passer à une série de filtres discrets [31].

$$s = \frac{2}{T} \frac{1 - z^{-1}}{1 + z^{-1}} \quad (6.9)$$

$$1 - \beta_{OHG} = \prod_{k=1}^L \frac{\eta_{0k} + \eta_{1k}z^{-1} + \eta_{2k}z^{-2}}{1 + \beta_{1k}z^{-1} + \beta_{2k}z^{-2}} \quad (6.10)$$

où T est la période d'échantillonnage et $\eta_{0k}, \eta_{1k}, \eta_{2k}, \beta_{1k}, \beta_{2k}$ sont des coefficients réels. Le passage de s à δl est alors obtenu par un processus ARMA¹ d'ordres P et Q où P et Q sont respectivement le nombre de pôles et de zéros du filtre.

$$\delta l[n] = \left(- \sum_{l=1}^P \beta_{lk} \delta l[n - k] + \sum_{l=0}^Q \eta_{lk} S[n - k] \right) \quad (6.11)$$

6.2.2 Mise à jour des coefficients de filtrage

Les fluctuations de la puissance incidente engendrent des fluctuations sur deux éléments de réponse du détecteur, sa réponse optique et sa fonction de transfert en boucle fermée. La réponse optique dans le cas du CITF se réduit à un simple gain, tandis que la fonction de transfert de la boucle fermée est décrite sous la forme d'une série de coefficients η_{lk} et β_{lk} . Il s'agit maintenant d'évaluer la fréquence de mise à jour de ce gain et de ces coefficients nécessaire pour produire des données reconstruites sur une large période de temps.

Le gain optique α qui transforme le signal de frange noire en unités de déplacement est mis à jour linéairement sur la base des variations de puissance lues sur la photodiode B5. Un spectre de ce signal (figure 6.8) montre que la majeure partie des contributions aux variations de puissance de l'interféromètre se situe à basse fréquence. L'intégration en puissance de ce spectre permet d'estimer à moins de 0.35% de la valeur moyenne de

¹Auto Regressive Moving Average

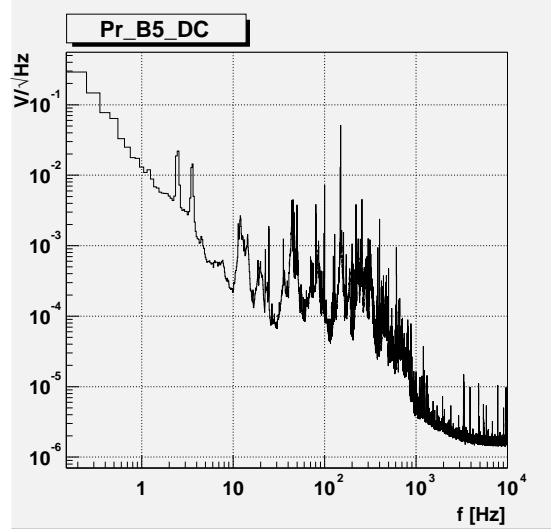


FIG. 6.8 – Spectre du signal continu lu par la photodiode B5. Ce spectre permet d'évaluer qualitativement les contributions à basse et haute fréquence des variations de puissance dans l'interféromètre.

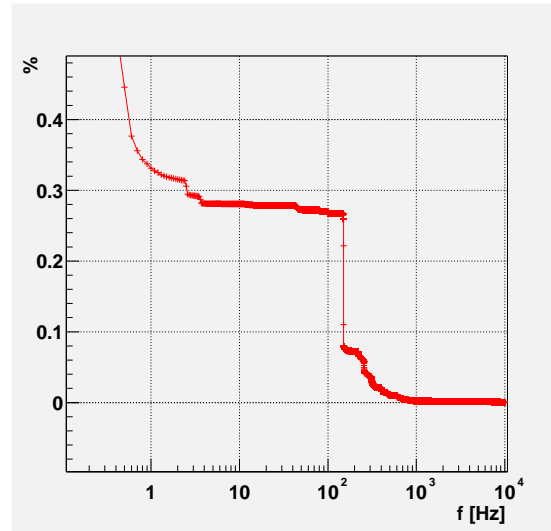


FIG. 6.9 – Intégration quadratique du spectre du signal continu lu par la photodiode B5. Le signal intégré est normalisé par la puissance nominale lue sur B5. Cette figure permet ainsi d'estimer les contributions des variations plus rapides que la seconde et non prises en compte par la procédure de reconstruction (mise à jour du gain optique à la fréquence de 1 Hz).

B5 les contributions des variations plus rapides que la seconde (figure 6.9). Une correction du gain à cette fréquence nous assure donc de rendre compte suffisamment précisément des fluctuations de puissance.

La fréquence de mise à jour des coefficients est quant à elle limitée par le temps nécessaire pour obtenir une mesure significative de la fonction de transfert. Cette mesure repose sur les 6 lignes de calibration permanentes dont les amplitudes sont réduites pour ne pas risquer de perturber le contrôle de l'interféromètre. Cette contrainte impose d'intégrer le signal une dizaine de minutes avant d'avoir un rapport signal sur bruit de 10. Compte tenu des dérives relativement lentes de la puissance stockée à l'intérieur de l'interféromètre (12% au maximum sur 2 heures de données) et du courant continu circulant dans les bobines, les 10 minutes nécessaires au renouvellement de la mesure de la fonction de transfert du détecteur ne devraient pas constituer une contrainte limitant la qualité de la reconstruction. Toutes les dix minutes de nouveaux coefficients de la fonction de transfert sont donc calculés.

Cependant, afin d'éviter des sauts toutes les 10 minutes, ces coefficients sont interpolés pour calculer de nouveaux coefficients des filtres de reconstruction toutes les secondes. Les registres internes des filtres sont conservés lors de ces changements afin d'assurer la continuité des données.

6.2.3 Réduction de la composante basse fréquence dans le signal reconstruit

La transformée de Fourier $\tilde{\delta l}(f)$ du signal $\delta l(t)$ se heurte à des problèmes de dynamique en raison d'une composante importante à basse fréquence. Un palliatif à cette contrainte est d'ajouter un filtre numérique de type passe-haut après déconvolution de la réponse du détecteur. La fréquence de coupure du filtre $f_c = 5 \text{ Hz}$ permet de supprimer une grosse partie de la contribution à basse fréquence du signal reconstruit $\delta l(t)$ sans réduire la bande passante du détecteur.

6.2.4 Analyse de l'efficacité de la procédure

La procédure de reconstruction a été testée off-line sur les huit premières heures du run E4. Elle consiste en la production, à partir du signal de frange noire, d'un nouveau signal temporel $\delta l(t)$, affranchi de la réponse du détecteur. Elle respecte l'ensemble des étapes précédemment décrites où seule la compensation du filtre analogique anti-repliement avant numérisation du signal n'a pas été abordée. Ce filtre est mis en jeu une première fois dans la fonction de transfert boucle fermée et une deuxième fois dans le signal de frange noire lui-même. Sa contribution dans la boucle est prise en compte au moment de la paramétrisation

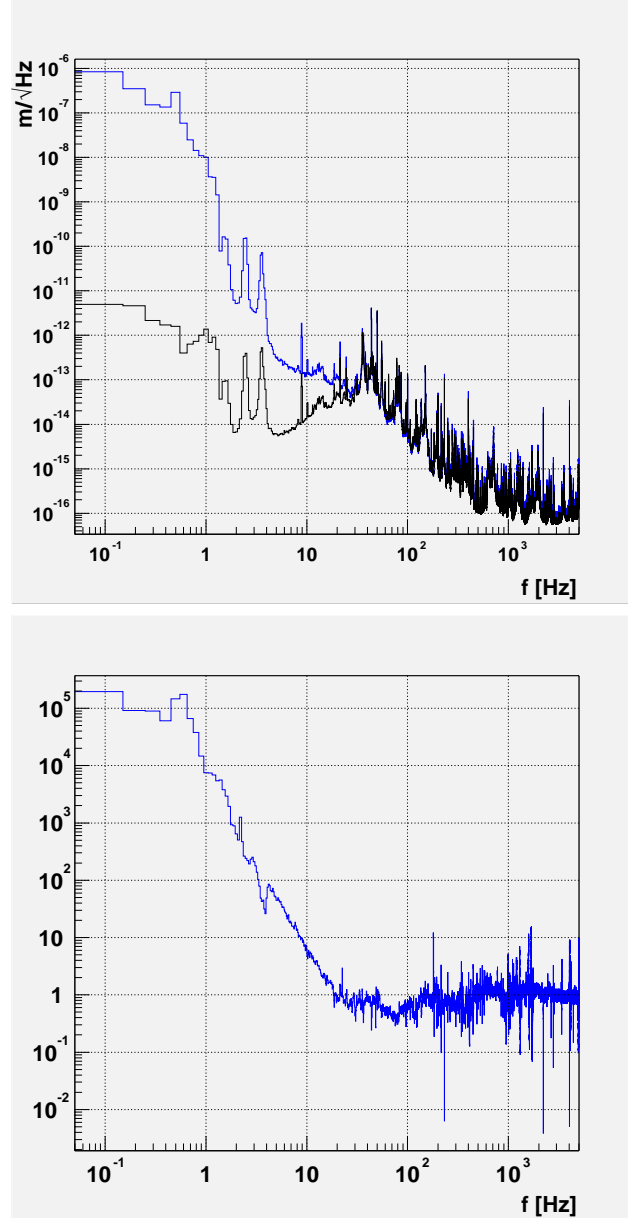


FIG. 6.10 – Comparaison du spectre de δl avec un spectre du signal de frange noire brute corrigé de la fonction de transfert calculée dans le domaine fréquentiel et correctement normalisé. La dynamique du signal δl est réduite à basse fréquence ($f_c = 5 \text{ Hz}$) (haut). Le rapport bin à bin des deux spectres représenté sur la figure du bas fait clairement apparaître l'effet du filtre de réduction de la dynamique utilisé lors de la procédure de reconstruction passant par le domaine temporel.

fréquentielle de la fonction de transfert boucle fermée tandis que son effet sur le signal de frange noire n'est quant à lui pas corrigé. Une tentative de détermination des coefficients discrets de ce filtre a tout de même été faite mais il n'a pas été possible d'obtenir un filtre discret de compensation opérationnel, simplement à partir de sa description en termes de pôles et de zéros.

Analyse fréquentielle

Une comparaison du spectre de δl avec un spectre du signal de frange noire brut, calculé sur la même période de temps, corrigé de la fonction de transfert calculée dans le domaine fréquentiel et correctement normalisé, montre que le passage d'une approche fréquentielle à une approche temporelle du signal reconstruit est maîtrisé (figure 6.10). La divergence entre les deux spectres au-dessous de 10 Hz est due à l'utilisation d'un filtre passe-haut supplémentaire dans la reconstruction de $\delta l(t)$.

Analyse temporelle

Un moyen d'estimer l'efficacité de la reconstruction sur les huit heures de données du run E4 est de comparer les fluctuations d'amplitude observées sur les 6 raies de calibration dans le spectre de signal de frange noire brut $S(t)$ et dans le spectre du signal reconstruit $\delta l(t)$ (figure 6.11).

Une analyse plus détaillée de la raie à plus haute fréquence (353.6 Hz) dans le spectre de frange noire brut permet d'observer des fluctuations de son amplitude à haute fréquence ainsi qu'une lente dérive sur les 8 heures de données (figure 6.13). Ces deux types de variations semblent respectivement être corrélées avec les variations de puissance à l'intérieur de l'interféromètre et avec les variations du signal de correction envoyé aux bobines.

La fréquence de la raie garantit qu'elle n'est pas soumise à l'effet de la boucle d'asservissement mais seulement à la réponse optique. Cette remarque permet d'attribuer la diminution d'amplitude des fluctuations à haute fréquence dans le spectre de frange noire reconstruit à une bonne maîtrise des fluctuations du gain optique. En revanche, la dérive observée dans le spectre de frange noire brute est toujours présente dans le spectre du signal reconstruit et apparaît plus clairement corrélée avec les fluctuations de tension continue aux bornes des bobines de contrôle du miroir ouest. Cette forte corrélation a motivé une étude visant à soustraire la contribution des non-linéarités dans le signal reconstruit afin d'estimer l'amplitude des variations résiduelles pouvant raisonnablement être mises au passif de la procédure de calibration.

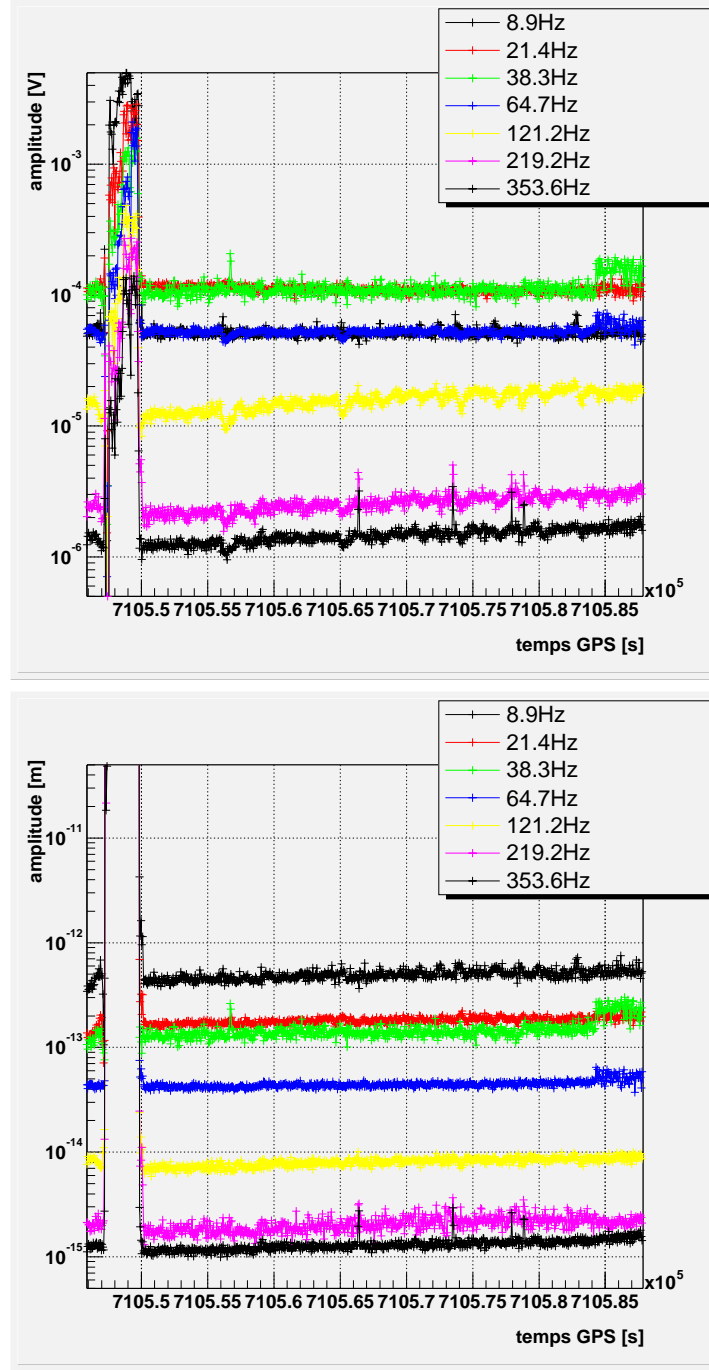


FIG. 6.11 – Variations, sur les 8 premières heures du run E4, de l'amplitude des lignes de calibration dans le signal de frange noire (haut) et dans le signal reconstruit δl (bas)

Soustraction des contributions des non-linéarités dans les fluctuations résiduelles de la raie à 353.6 Hz

Cette soustraction repose sur l'hypothèse que l'amplitude de la raie observée dans le signal reconstruit y est une superposition d'une amplitude y_0 , et d'une contribution linéaire avec la tension continue aux bornes des bobines. On peut alors écrire l'amplitude de la raie dans le spectre de frange noire reconstruit comme :

$$y = y_0 + \gamma' V_{DC} y_0 \quad (6.12)$$

$$= y_0 + \gamma V_{DC} \quad (6.13)$$

L'opération de soustraction consiste à déterminer y_0 pour chaque amplitude y . Ceci nécessite deux étapes préliminaires :

estimation *a priori* de y_0 :

Dans un premier temps cette amplitude étalon est évaluée en moyennant l'amplitude de la raie dans le spectre de signal reconstruit sur une fenêtre de temps où l'effet supposé introduit par les bobines est faible ($V_{DC} \sim 0$). Ceci donne une estimation de l'amplitude y_0 :

$$y_0 = 2.70 \cdot 10^{-15} m / \sqrt{Hz} \quad (6.14)$$

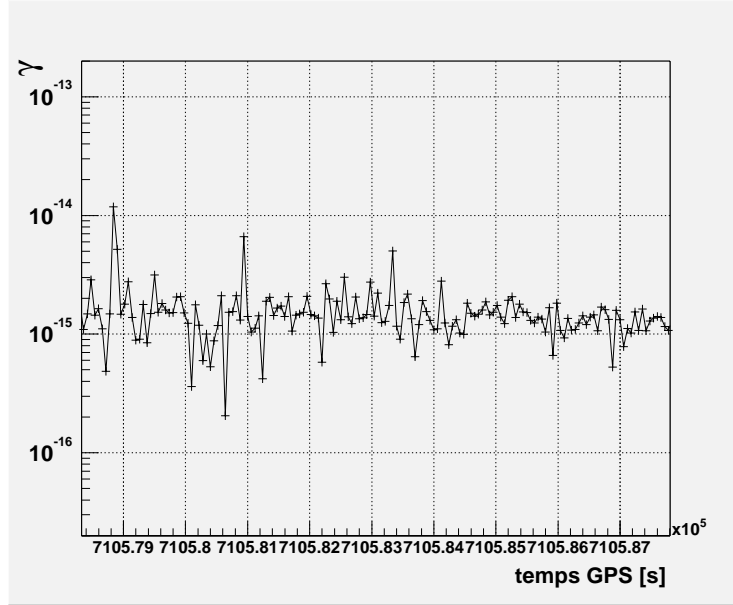
estimation du facteur γ :

Ce facteur est calculé sur les 8 heures de données reconstruites pour chaque amplitude de la raie. L'observation de l'évolution de γ dans le temps permet de calculer une valeur moyenne de ce coefficient γ_{moy} (figure 6.12). En pratique, celle-ci est estimée sur les dernières heures de données reconstruites, période pendant laquelle, la tension aux bornes des bobines est la plus forte et les effets induits par les non-linéarités sont les plus significatifs. Dans cette zone il est possible d'estimer un facteur moyen :

$$\gamma_{moy} = 1.2 \cdot 10^{-15} \quad (6.15)$$

En injectant ces deux paramètres dans l'équation 6.13 on extrait, pour chaque amplitude y , une nouvelle amplitude y_0 de la raie à 353 Hz (figure 6.14).

Après cette étape de soustraction de la contribution du signal de correction, l'amplitude des fluctuations résiduelles observées donne une estimation de la précision de la procédure de calibration.

FIG. 6.12 – Evolution du facteur γ en fonction du temps

Précision de la procédure de calibration

Si on considère que l'ensemble des variations résiduelles est dû à une correction approximative de la réponse optique du détecteur, alors la plus grande dérive observée sur l'amplitude de la raie reconstruite nous donne une estimation de l'erreur systématique introduite par la procédure de reconstruction. Celle-ci est estimée aux alentours de 8% et constitue une limite supérieure sur la précision de la procédure sur les 8 heures de données considérées.

6.2.5 Adéquation de la reconstruction avec les besoins de l'analyse

Le niveau de précision sur la mesure de la réponse du détecteur est essentiellement guidé par la recherche de signaux provenant de coalescences de systèmes binaires. Elle met en jeu le niveau de signal sur bruit (SNR) mesuré mais aussi l'estimation du temps d'arrivée du signal. La discussion qui suit a pour but d'estimer l'effet des erreurs systématiques introduites par la procédure de reconstruction sur ces deux paramètres.

On distinguera les erreurs systématiques associées à la paramétrisation de la fonction de transfert et à son suivi des erreurs systématiques liées à un mauvais suivi du gain

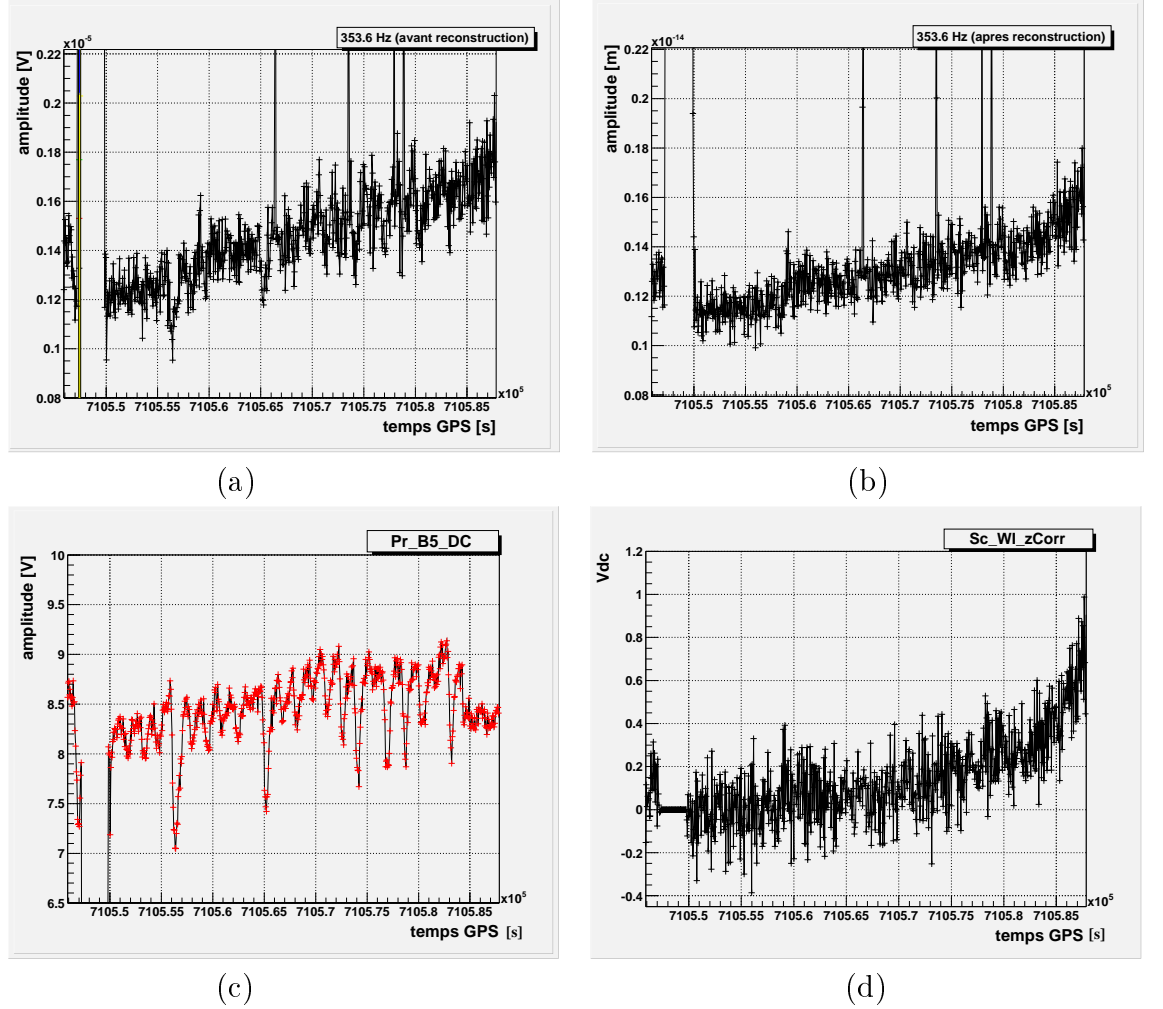


FIG. 6.13 – Variations, sur le 8 premières heures du run E4, de la ligne de calibration à 353.6 Hz dans le signal de frange noire (a) et dans le signal reconstruit δl (b). La représentation du signal de la puissance stockée dans l’interféromètre (c) et de la tension aux bornes des bobines (d) permet d’identifier l’origine des fluctuations demeurant après reconstruction.

optique du détecteur. Ces effets seront comparés à ceux observés au cours d’une étude citée en introduction.

L’étude de référence porte sur un type de signal particulier, émis par un système binaire de $1.4 M_{\odot} - 1.4 M_{\odot}$ ayant un SNR de 10, les limites qu’elle fournit et qui serviront de référence pour la discussion qui suit ne peuvent donc être considérés que comme des estimateurs et ne constituent pas en soit des limites absolues.

La particularité du signal d’onde gravitationnelle provenant de systèmes binaires est l’augmentation de son amplitude et de sa fréquence au cours du temps. Cette particularité

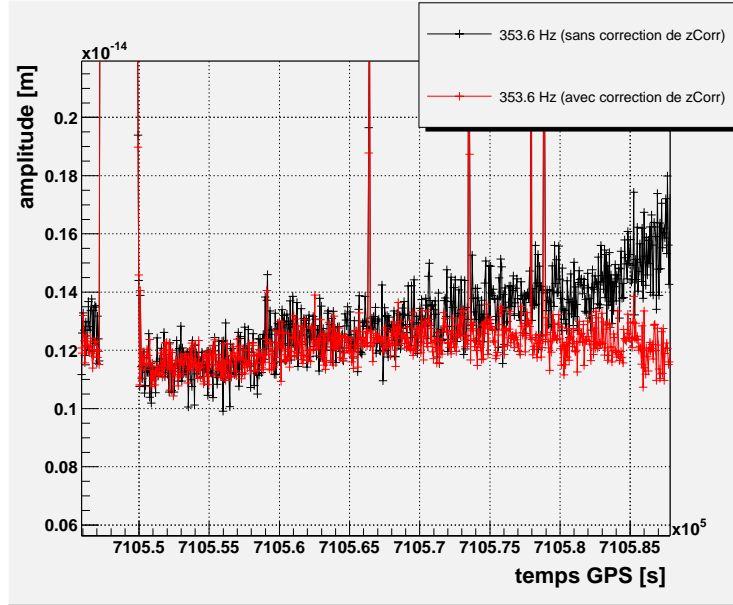


FIG. 6.14 – Représentations de l’amplitude de la raie à 353.6 Hz dans le spectre de frange noire reconstruit, avant et après soustraction d’une estimation de la contribution introduite par les non-linéarités de l’actionneur.

fait que le signal balaie une large gamme de la bande passante du détecteur. La mesure du SNR relative à cette onde peut donc souffrir d’un mauvais étalonnage de la fonction de transfert d’une fréquence à l’autre. Les sources d’erreurs proviennent dans ce cas d’une mauvaise paramétrisation de la fonction de transfert de référence du détecteur et d’un suivi approximatif de cette fonction.

En pratique les effets non-linéaires des actionneurs nous ont conduit à effectuer une nouvelle paramétrisation régulière de cette fonction alors qu’un suivi plus fréquent avait été envisagé à partir uniquement de corrections du gain optique. L’expérience de calibration des données du run E4 a permis de vérifier que la mesure de la fonction de transfert et son ajustement étaient deux éléments de la reconstruction bien maîtrisés. Cette étape est donc peu susceptible d’introduire une erreur significative dans le signal reconstruit.

Dans le cas d’un suivi de cette fonction de transfert utilisant les variations du gain optique, il faut évaluer l’impact, sur la fonction de transfert du détecteur, des 8% d’erreur que l’on estime faire dans le suivi de ce paramètre. Une simulation montre que ces 8% conduisent à des variations dans la forme de la fonction de transfert qui peuvent introduire une erreur maximale de 11% sur l’estimation du module. Comparée aux quelques dizaines de pourcents d’erreurs systématiques nécessaires pour enregistrer une perte maximale de SNR de 1% par rapport au SNR_{max} , l’erreur sur le suivi du gain optique n’apparaît pas

comme une limite contraignante. En ce qui concerne l'estimation du temps d'arrivée, il faudrait atteindre un pourcentage d'erreur deux à trois fois supérieur pour introduire un biais supérieur à la résolution intrinsèque du détecteur ($130 \mu\text{s}$ pour un signal ayant un SNR de 12).

6.3 Conclusions

Une procédure de reconstruction des données a été définie et un ensemble d'outils logiciels a été développé pour la mettre en œuvre. Le test de la procédure sur huit heures de données du run E4 a permis d'expérimenter les outils et d'estimer la qualité de la procédure. Au vu de cette expérience, l'étape de déconvolution de la réponse du détecteur n'introduit pas d'erreur dans la reconstruction de δl suffisamment significative pour compromettre le rapport signal sur bruit d'un éventuel signal d'onde gravitationnelle provenant d'une coalescence binaire. Ces erreurs semblent aussi trop faibles pour altérer l'estimation du temps d'arrivée du signal. Ce constat peut être fait à la fois pour une procédure de reconstruction basée sur une mesure régulière de la fonction de transfert du détecteur (procédure utilisée pour les données de E4) et pour une procédure utilisant uniquement les variations du gain optique.

L'interprétation des résultats de la reconstruction a souffert des non-linéarités de la réponse des actionneurs. Leurs effets associés contribuent certainement à une surestimation des erreurs introduites par la procédure. Néanmoins les résultats de l'étude sont plutôt prometteurs et laissent penser que l'étape de déconvolution ne devrait pas être une limite pour l'extraction d'informations significatives sur la source d'ondes gravitationnelles.

Il reste néanmoins à vérifier que la mise à jour régulière des coefficients des filtres de reconstruction n'introduit pas d'artefacts se manifestant sous forme de phénomènes impulsifs. Ce point sera abordé au chapitre 8.

Le passage à VIRGO aura pour conséquence de voir disparaître les non-linéarités dans la réponse des actionneurs mais aussi de changer la réponse optique du détecteur. Avec l'introduction des cavités Fabry-Perot la réponse optique de VIRGO n'est en effet plus un simple gain mais une fonction de transfert similaire à celle d'une filtre passe-bas du premier ordre. L'évolution du détecteur verra donc changer sensiblement la procédure de reconstruction.

Chapitre 7

Etalonnage optique de VIRGO

Etalonner consiste à mesurer la fonction de transfert de l'interféromètre, c'est-à-dire la fonction reliant une variation différentielle des longueurs des bras au signal mesuré. Pour étalonner le détecteur, il faut donc déplacer les miroirs de manière connue. Ceci peut se faire, comme ce fut le cas au cours du commissioning du CITF, en déplaçant les miroirs à l'aide de forces appliquées grâce au système bobines-aimants. La mise en œuvre de ce système est simple car il ne nécessite pas de matériel supplémentaire ; en revanche, il n'est pas indépendant du système de contrôle de l'interféromètre puisque ce même actionneur est utilisé pour contrôler le *mode différentiel*. On a vu qu'il nécessitait d'étalonner *a priori* la réponse mécanique et que la mesure de la fonction de transfert du détecteur pouvait être affectée par des effets non-linéaires au niveau de l'actionneur.

Pour limiter le risque d'erreur sur l'étalonnage des données, un deuxième système de mesure de la fonction de réponse du détecteur a été retenu pour VIRGO : la calibration optique. Cette méthode est basée sur un déplacement maîtrisé des miroirs qui utilise la pression de radiation d'un laser auxiliaire. Tout comme la première méthode, elle devra rendre compte de la réponse du détecteur, en assurer un suivi, mais offrira, en plus, une moindre dépendance par rapport au système de contrôle en agissant directement sur le miroir ; enfin, elle permettra de confronter les résultats issus des deux procédures.

L'étalonnage optique est une nouvelle méthode qui implique de définir l'ensemble des éléments nécessaires à sa mise en œuvre, de discuter des spécifications et d'évaluer les contraintes qui leur sont associées. Pour répondre à ces exigences, un certain nombre d'outils software et hardware ont été développés puis assemblés afin d'une part, de tester les interfaces entre les différents éléments et d'autre part, de caractériser la réponse du système d'étalonnage ainsi constitué.

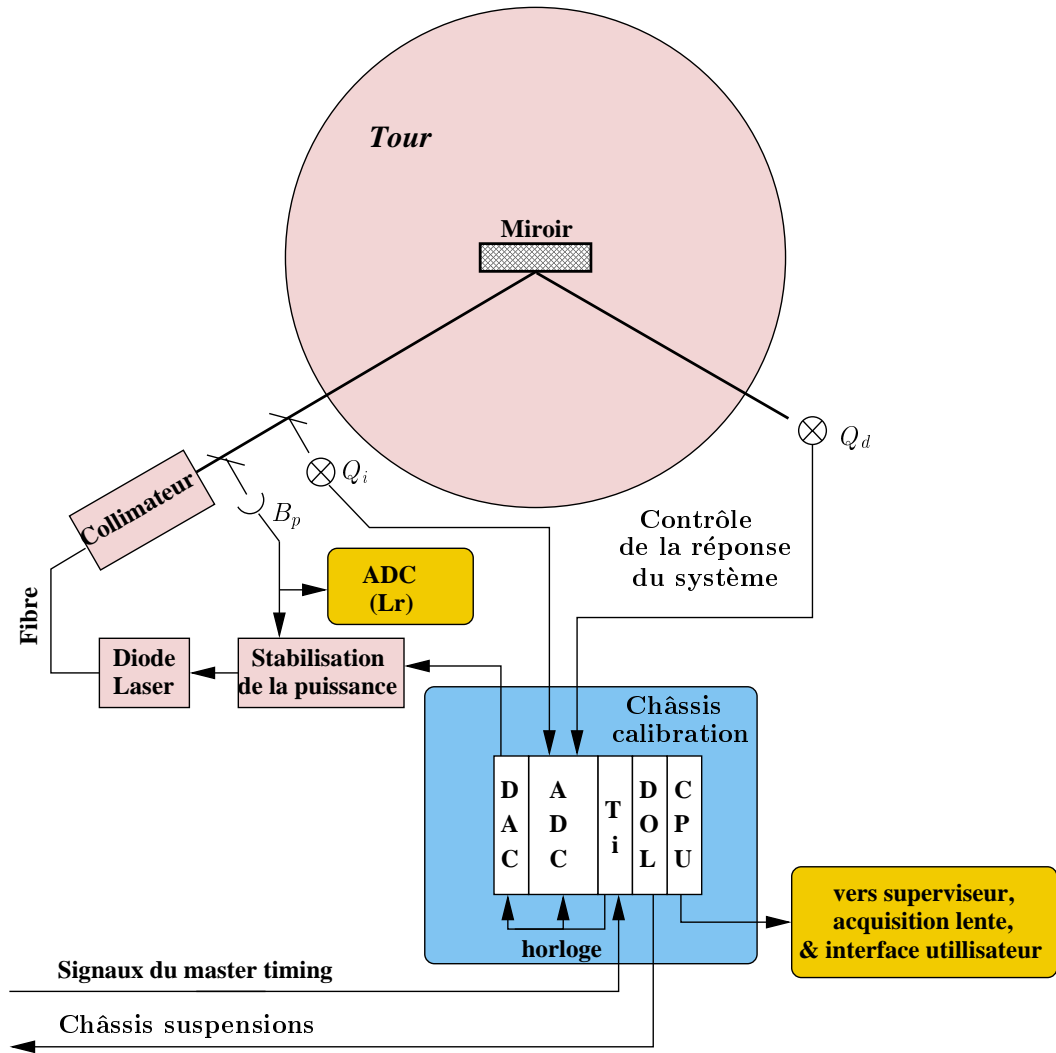


FIG. 7.1 – Configuration finale du système optique d'étalonnage pour une des tours d'entrée des cavités Fabry-Perot.

7.1 Système de mesure

Le système d'étalonnage optique (figure 7.1) repose sur le déplacement du miroir d'entrée des cavités Fabry-Perot engendré par la pression de radiation d'un faisceau laser. Il est destiné d'une part, à faire une mesure complète de la fonction de réponse de l'interféromètre au cours de périodes spécifiques, et d'autre part, à en mesurer l'évolution dans le temps. La mesure doit être effectuée sur toute la bande passante du détecteur [5 Hz, 10 kHz], ce qui suppose d'avoir une source lumineuse dont la réponse est linéaire jusqu'à quelques kHz. L'ensemble de ces spécifications conduit à un système comprenant les éléments suivants :

- un générateur de signaux électriques
- une source lumineuse
- un système analogique d'asservissement de la puissance lumineuse
- un système de contrôle permanent de l'état du calibrateur

La fonction de transfert de l'interféromètre inclut la réponse optique des deux cavités Fabry-Perot. La réponse d'une cavité par rapport à l'autre est susceptible de souffrir d'asymétrie introduite par un défaut d'alignement du faisceau principal, des différences dans les réponses mécaniques des suspensions ou bien de différences dans les caractéristiques des optiques équipant chacun des bras. Tout comme le système de bobines, le système d'étalonnage optique équipera donc les deux miroirs d'entrée afin de caractériser la réponse des deux cavités indépendamment l'une de l'autre. Ceci implique pratiquement l'utilisation de deux sources lumineuses, de deux systèmes analogiques d'asservissement et de deux jeux d'optiques de contrôle du système. En revanche, la relative proximité des deux tours à l'intérieur du bâtiment central autorise à partager le même châssis de pilotage.

7.2 La source lumineuse

La source lumineuse utilisée est une diode laser dont la puissance est modulée par un signal externe. La diode laser a l'avantage d'avoir une réponse relativement linéaire par rapport à une modulation de son alimentation et une collimation du faisceau facile.

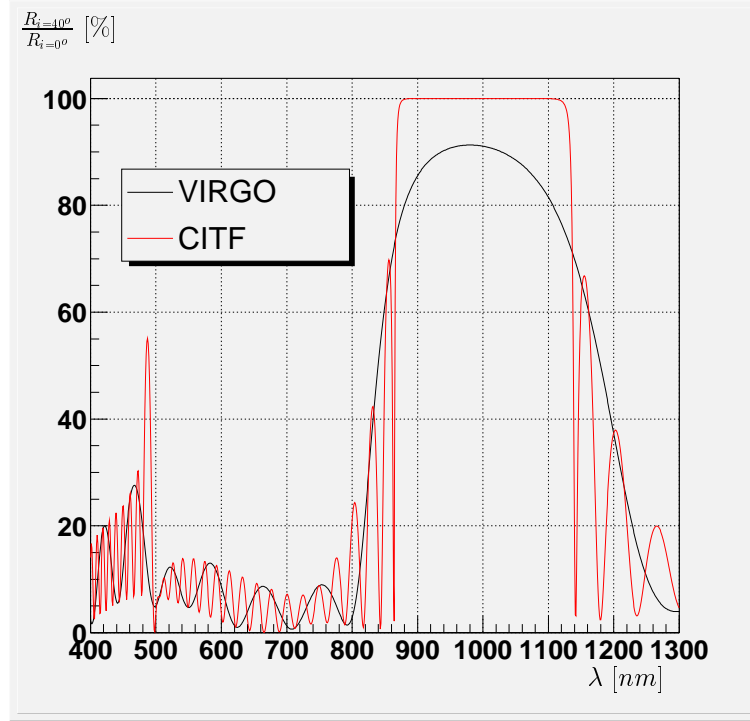


FIG. 7.2 – Coefficient de réflexion d’un miroir d’entrée du CITF et de VIRGO en fonction de la longueur d’onde et pour un angle d’incidence de 40° par rapport à la normale au miroir.

7.2.1 Le choix de la longueur d’onde

Le choix de la longueur d’onde est dicté par le coefficient de réflexion des miroirs d’entrée des cavités Fabry-Perot. On souhaite en effet que ce coefficient de réflexion soit relativement important afin de maximiser la force de radiation appliquée sur le miroir. Les hublots des tours utilisés pour la calibration sont situés à 40° de la normale au miroir. A cet angle d’incidence seules les longueurs d’ondes comprises entre 890 nm et 1110 nm répondent à notre exigence d’un fort coefficient de réflexion sur le miroir (figure 7.2). La valeur finalement retenue $\lambda = 915 \text{ nm}$, correspond à un facteur de réflexion sur le miroir d’entrée de VIRGO de l’ordre de 90% par rapport au coefficient de réflexion de ce même faisceau arrivant sous incidence nulle. Le faisceau de calibration ne souffrira pas de confusion avec le faisceau principal compte tenu de sa longueur d’onde différente (1064 nm pour le faisceau principal).

7.2.2 La puissance de la source lumineuse

La puissance de la diode doit nous assurer de déplacer le miroir jusqu'à quelques kHz. La force F appliquée sur le miroir est due à la pression de radiation du faisceau. Elle résulte de la quantité de mouvement que transmettent les photons lors de leur réflexion sur le miroir. Soit i l'angle d'incidence sur le miroir, R le coefficient de réflexion et P la puissance émise par le laser, alors :

$$\vec{F} = \frac{2RP \cos i}{c} \vec{n} \quad (7.1)$$

où \vec{n} est la normale au miroir. La position x d'un miroir libre de masse m réagit à une force $F_0 e^{i\omega t}$, à la pulsation ω , comme suit :

$$x = \frac{F_0 e^{i\omega t}}{(m\omega^2)} \quad (7.2)$$

Une simulation [14] montre que la réponse à une excitation du miroir suspendu peut être considérée comme celle d'une masse libre au delà de 4 Hz. Le déplacement que produit la diode laser est alors proportionnel à la puissance de la diode. En se plaçant dans l'approximation d'une masse libre, le déplacement à la fréquence ν s'écrit :

$$x(\nu) = \frac{2PR \cos i}{mc 4\pi^2 \nu^2} \quad (7.3)$$

L'étalonnage de l'interféromètre VIRGO nécessite que le déplacement induit sur l'un des miroirs d'entrée de cavités Fabry-Perot soit au moins comparable au bruit du détecteur pour une seconde d'intégration. Cette condition se traduit par l'égalité suivante :

$$x(\nu) = L \tilde{h}(\nu) \quad (7.4)$$

où $\tilde{h}(\nu)$ est le bruit théorique et L la longueur des bras de l'interféromètre VIRGO. Le calcul de la puissance moyenne du faisceau nécessaire pour remplir cette condition s'obtient en injectant l'équation 7.3 dans 7.4 :

$$< P > = \frac{mc 2\pi^2 \nu^2 L \tilde{h}(\nu)}{R \cos i} \quad (7.5)$$

Dans ce cas, la source doit être capable de fournir une puissance modulable entre zéro et deux fois la puissance moyenne nécessaire.

$$P_{max} = 2 \langle P \rangle \quad (7.6)$$

$$P_{max} = \frac{mc4\pi^2\nu^2 L\tilde{h}(\nu)}{R\cos i} \quad (7.7)$$

La figure 7.3 montre qu'avec un laser de puissance maximale 1 W, on peut atteindre la plus grande partie du spectre de VIRGO, de 4 Hz à 3 kHz, après seulement une seconde d'intégration.

Le choix d'une diode de puissance $P_{max} = 1.2 \text{ W}$ a finalement été retenu (voir figure 7.4).

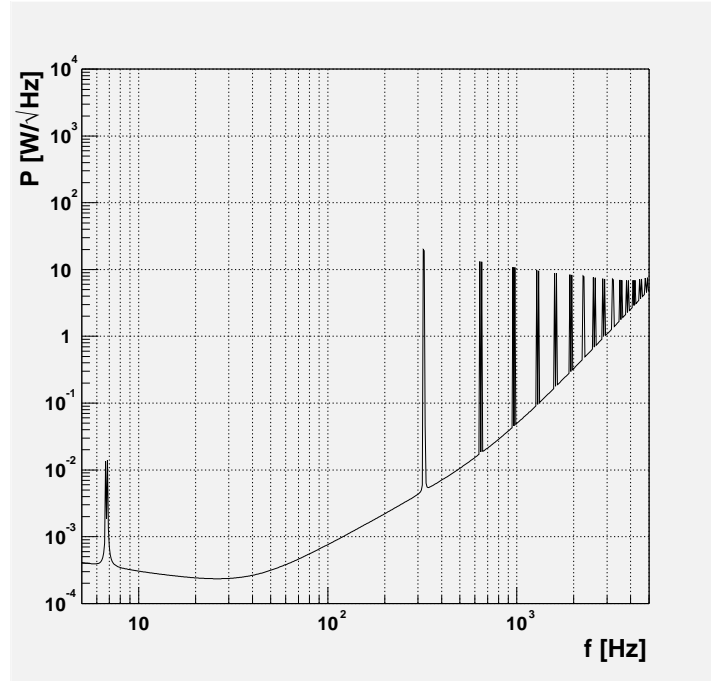


FIG. 7.3 – Puissance du laser nécessaire pour atteindre la sensibilité de VIRGO.

7.3 Contrôle de la puissance de la source lumineuse

La réponse en puissance de la diode laser à un signal de consigne est une fonction qui n'est pas parfaitement linéaire. Une modulation sinusoïdale à l'entrée produit des harmoniques sur la puissance de sortie aux multiples de la fréquence d'excitation (figure 7.5). Ces non-linéarités introduisent un biais dans la force supposée être appliquée au miroir et

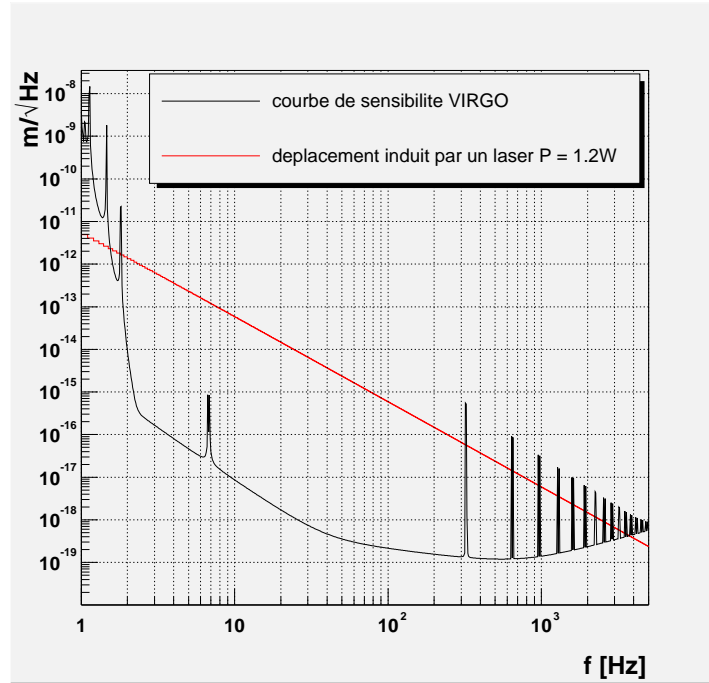


FIG. 7.4 – Déplacement induit par une source laser de 1.2 W comparé à la sensibilité de VIRGO

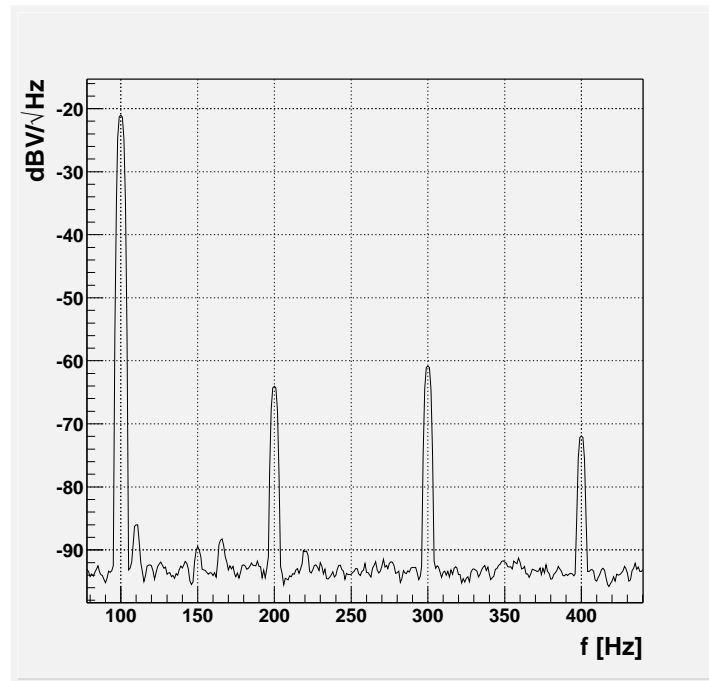


FIG. 7.5 – Réponse de la diode laser à une sinusoïde de fréquence 100 Hz modulant la puissance du laser jusqu'à 1.2 W

la force effective, les amplitudes des harmoniques pourraient aussi contribuer à augmenter le bruit de l'interféromètre.

L'objectif du contrôle de la puissance lumineuse est donc principalement d'augmenter la réjection de ces harmoniques, en asservissant le signal lumineux de la diode laser sur le signal de modulation.

L'architecture du schéma d'asservissement est dictée par des contraintes liées à la réponse de la diode laser (figure 7.6) et plus particulièrement par sa réponse en phase. La chute du déphasage entre sortie et entrée et la proximité de la fréquence d'utilisation avec la fréquence de coupure de la diode limitent l'utilisation d'un asservissement PID en termes de stabilité.

L'asservissement utilisé (figure 7.7) est donc de type proportionnel, la correction est réalisée par un amplificateur différentiel à gain fixe ($G=10$) dont le point de fonctionnement est optimisé en ajustant le gain de contre-réaction K .

$$\frac{V_{daq}}{V_{consigne}} = G_{bf} = \frac{G_{bo}}{(1 + KG_{bo})} \quad (7.8)$$

où G_{bo} est le gain direct de boucle ouverte et G_{bf} le gain de boucle fermée. L'ajustement du gain K permet de se placer au seuil de stabilité qui correspond, dans le cas où $G_{bo} > 1$, au point de fonctionnement optimisant la réjection des harmoniques.

$$\frac{V_{daq}}{V_{consigne}} \sim 1 \quad (7.9)$$

7.4 Le pilotage

Le terme de pilotage englobe l'ensemble des outils nécessaires à l'injection de signaux de calibration dans l'interféromètre VIRGO et l'acquisition de signaux significatifs permettant d'établir un diagnostic de l'état du système d'étalonnage.

L'implémentation de ces outils repose sur un unique programme appelé CaRT (Calibration Real Time), soumis aux fortes contraintes de temps qu'exige une mesure de la réponse du détecteur jusqu'à 5 kHz. CaRT mobilise l'utilisation d'une carte microprocesseur (CPU) de 300 MHz, qui a la charge de réaliser les fonctions suivantes :

- La génération de signaux de calibration
- L'envoi de ces signaux aux actionneurs

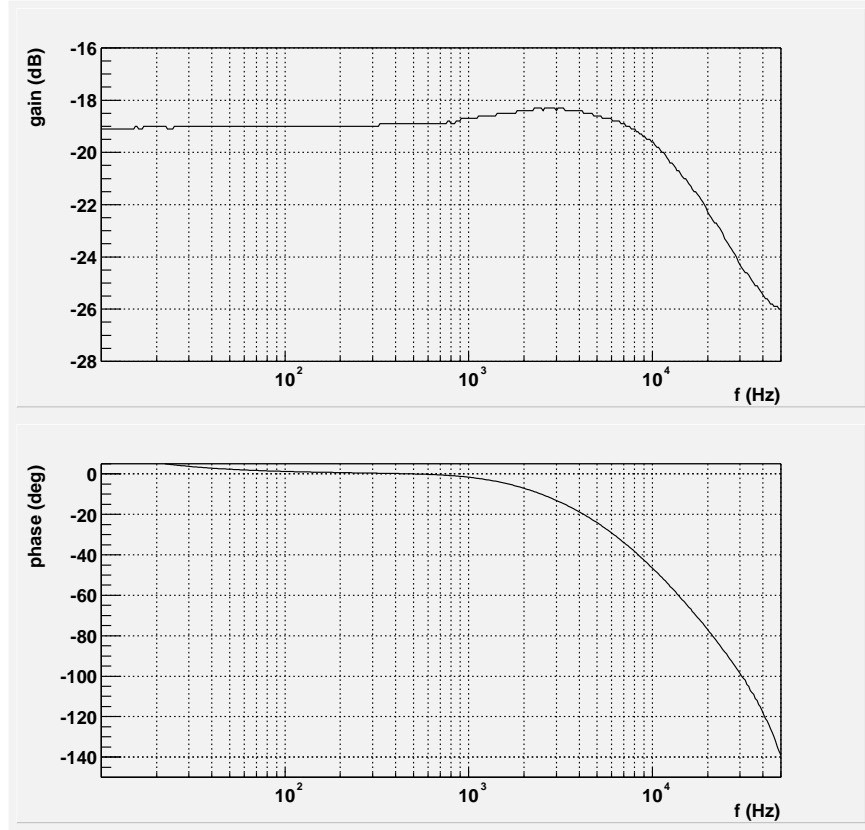


FIG. 7.6 – Module et phase de la fonction de transfert de la diode laser. L'unité du module est arbitraire à cause des adaptations optiques du faisceau.

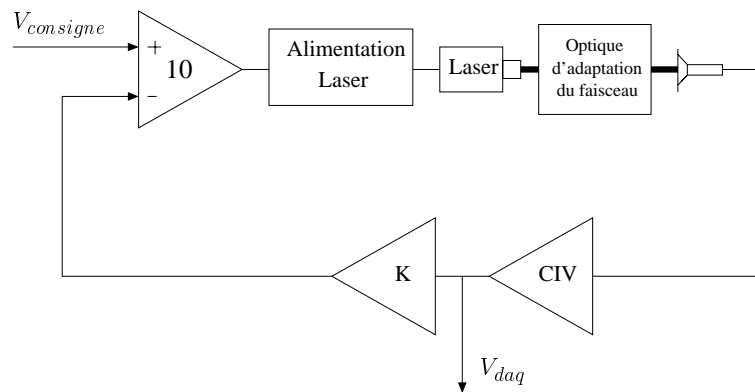


FIG. 7.7 – Schéma d'asservissement de la puissance du laser où $V_{consigne}$ est la tension de consigne et V_{daq} la tension de sortie envoyée au système d'acquisition

- Le contrôle du système d'étalonnage basé sur l'acquisition et l'analyse de signaux rendant compte de l'état du calibrateur.

7.4.1 Le générateur de signaux

Le générateur de signaux est un outil dont les choix de conception reposent sur les exigences associées à la mesure de la fonction de réponse du détecteur ainsi qu'à son suivi dans le temps. Le premier aspect nécessite d'exciter les miroirs jusqu'à 5 kHz à l'aide de signaux suffisamment forts pour dominer le bruit de l'interféromètre en balayant l'ensemble de la bande passante du détecteur. Le second met en jeu des raies de calibration limitées en nombre et en amplitude. La fréquence de ces raies est choisie de manière à ce qu'une mesure de la réponse de l'interféromètre à ces fréquences soit représentative de la réponse sur l'intégralité de la bande passante.

Le générateur de signaux de CaRT doit donc être un outil capable de produire une variété de signaux adaptés à la procédure d'étalonnage, d'utilisation suffisamment souple pour pouvoir modifier les caractéristiques des signaux sans arrêter le moteur du programme et suffisamment rapide (10 kHz) pour satisfaire les contraintes de temps liées à une mesure de la réponse du détecteur sur l'ensemble de sa bande passante.

L'architecture du générateur finalement choisie repose sur celle du programme de simulation de l'interféromètre *SIESTA*. Elle s'articule autour de modules de génération de données dans le domaine temporel. Le caractère modulaire de cette structure offre l'avantage d'une part, de pouvoir réutiliser une partie du code développé pour le logiciel de simulation et d'autre part, d'une grande souplesse quant à l'intégration de nouveaux modules.

L'interface avec l'utilisateur est faite à l'aide d'un fichier de configuration dans lequel l'utilisateur peut définir les signaux à générer via des mots clés suivis de paramètres. Les configurations peuvent être changées dynamiquement par l'utilisateur sans arrêt et redémarrage du programme CaRT.

En pratique, à partir des conventions précédemment évoquées, il est possible de générer l'ensemble des signaux de calibration nécessaires à la mesure et au suivi de la fonction de réponse de l'interféromètre.

- Sinusoïde avec balayage de la fréquence
 f_{min}, f_{max} , pas, amplitude, nbre de cycles, lin/log, croissant/décroissant
- Peigne de sinusoides
 f_{min}, f_{max} , pas, amplitude, durée, lin/log
- Séries de sinusoides
nombre de lignes, f_{max} , $[f_i, a_i]$

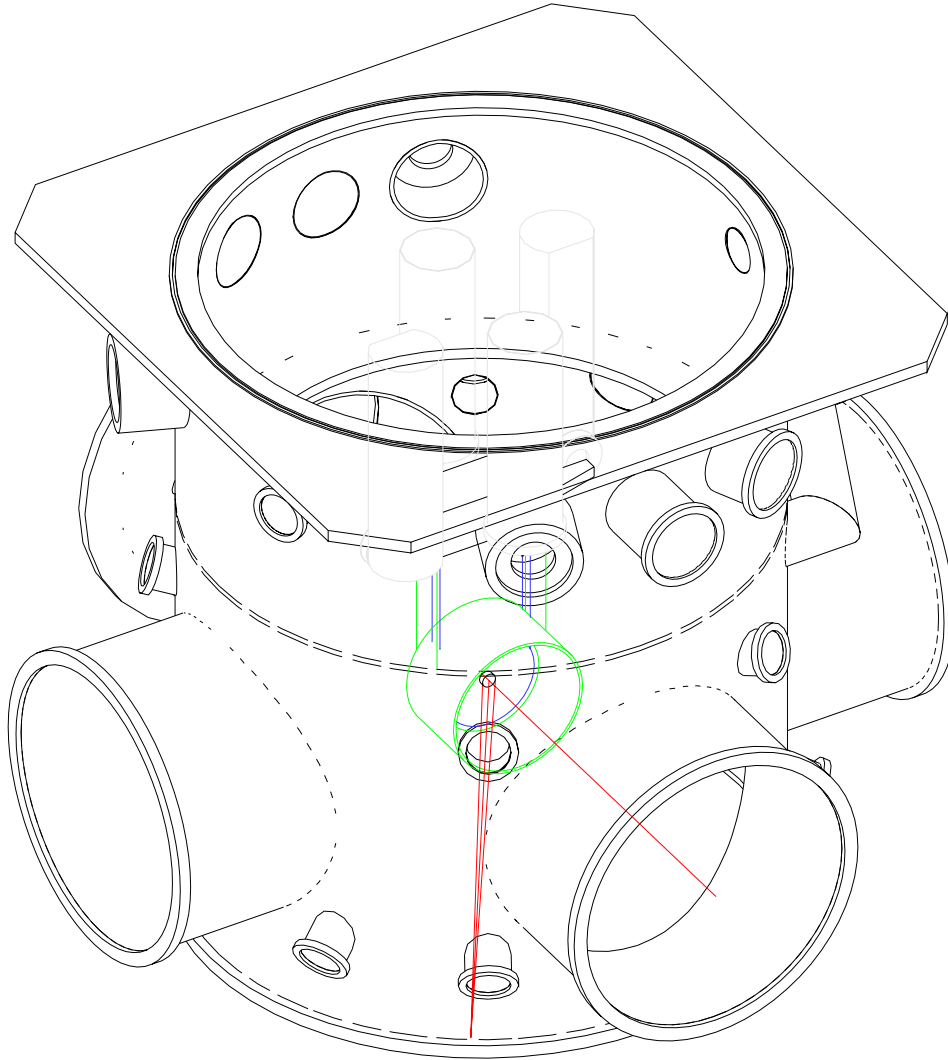


FIG. 7.8 – Occupation d'un hublot à 30° dans le plan horizontal. Compte tenu de l'inclinaison verticale, l'angle par rapport à la normale du miroir est en fait d'environ 40°

- Bruit pseudo-aléatoire
 - bruit blanc
 f_{min} , f_{max} , amplitude, durée
 - bruit coloré
 f_{min} , f_{max} , amplitude, durée + paramètres du filtre

Deux autres paramètres non reportés dans la liste sont communs à tous les types de signaux et permettent de définir le miroir à exciter (nord, ouest, nord et ouest) ainsi que le type d'actionneur à utiliser (laser ou bobine).

7.4.2 L'envoi aux actionneurs

Cette partie du programme CaRT est responsable d'écrire les signaux d'excitation dans la mémoire des cartes utilisées pour piloter les actionneurs. L'utilisateur n'étant pas supposé interagir avec cette partie du programme, cette dernière n'est pas accessible depuis les fichiers de configuration.

Dans le cas où on utilise la pression de radiation du laser, l'excitation est envoyée à un DAC dont la fréquence de travail de 10 kHz est fournie par une carte timing. Lorsque la force électromagnétique est utilisée, le signal d'excitation est envoyé aux châssis des suspensions par écriture directe des échantillons dans la mémoire du programme d'asservissement pour y être ensuite ajoutés aux signaux de contrôle des miroirs.

7.4.3 Le contrôle du système optique

CaRT a aussi en charge le contrôle de l'état du calibrateur optique. Ce diagnostic est établi à partir des signaux d'une photodiode et de 2 photodiodes quadrants. La lecture de ces signaux est assurée par un ADC 16 voies situé dans le châssis de calibration et par deux autres voies d'ADC dédiées au monitoring des données auxiliaires. Ces signaux sont lus à la même fréquence que le DAC, à savoir 10 kHz, et sont utilisés pour déterminer :

- l'alignement du faisceau incident et la puissance moyenne injectée (données échantillonnées à 1 Hz)
- La position du faisceau réfléchi pour contrôler l'alignement du miroir (données échantillonnées à 1 Hz)
- La fonction de transfert entre le signal de consigne et le faisceau réfléchi.

7.5 Installation expérimentale

Le choix d'une diode laser de puissance 1.2 W est basé sur la possibilité d'exercer des mouvements du miroir visibles dans le spectre de VIRGO final jusqu'à quelques kHz. La sensibilité nominale attendue pour le CITF laissait entrevoir la possibilité d'utiliser l'étalonnage optique pendant le *commissioning* du CITF. Malheureusement, la meilleure sensibilité en déplacement de l'interféromètre obtenue pendant le run E4 est restée supérieure au déplacement maximum qu'aurait pu induire notre diode laser (figure 7.9). Cette dernière observation ne pouvant être faite qu'a *posteriori*, l'assemblage du système d'étalonnage optique a tout de même été étudié dans la perspective d'être utilisé pendant cette première période de *commissioning*.

On présente ici cette étude qui a consisté dans le montage d'un système d'étalonnage prototype respectant les contraintes expérimentales dues à la configuration des enceintes à vide d'une part, et les spécifications concernant l'angle d'incidence sur le miroir et le contrôle angulaire du faisceau, d'autre part.

7.5.1 Les enceintes à vide

Les enceintes à vide des tours WI et NI possèdent chacune des hublots à partir desquels il est possible de venir viser les miroirs de VIRGO à l'aide d'un faisceau laser. La disposition de ces hublots est telle que l'angle d'incidence projeté dans le plan horizontal du miroir est de 30° , ce qui correspond approximativement à un angle d'impact, entre le faisceau et la normale au miroir, de 40° .

Le système d'étalonnage occupera deux de ces hublots (figure 7.8). Une table optique sera installée devant le premier pour recevoir le système d'injection (source, optique d'adaptation et de contrôle du faisceau), tandis qu'une photodiode assurera la lecture du faisceau réfléchi devant le second. L'organisation des éléments optiques sur les tables ne peut être envisagée qu'après avoir déterminé la position de la source qui optimise l'angle d'incidence, et la procédure d'alignement du faisceau.

7.5.2 L'angle d'incidence du faisceau d'étalonnage sur le miroir

A longueur d'onde $\lambda = 915 \text{ nm}$ donnée, le coefficient de réflexion du miroir varie de manière abrupte en fonction de l'angle d'incidence du faisceau, l'angle d'incidence optimal étant le plus grand possible. Malgré la faible marge de manœuvre qu'autorise le diamètre des hublots, il s'agit ici de définir une position de la source assurant le plus grand angle d'incidence i du faisceau sur le miroir. Cette recherche de position optimale nécessite de

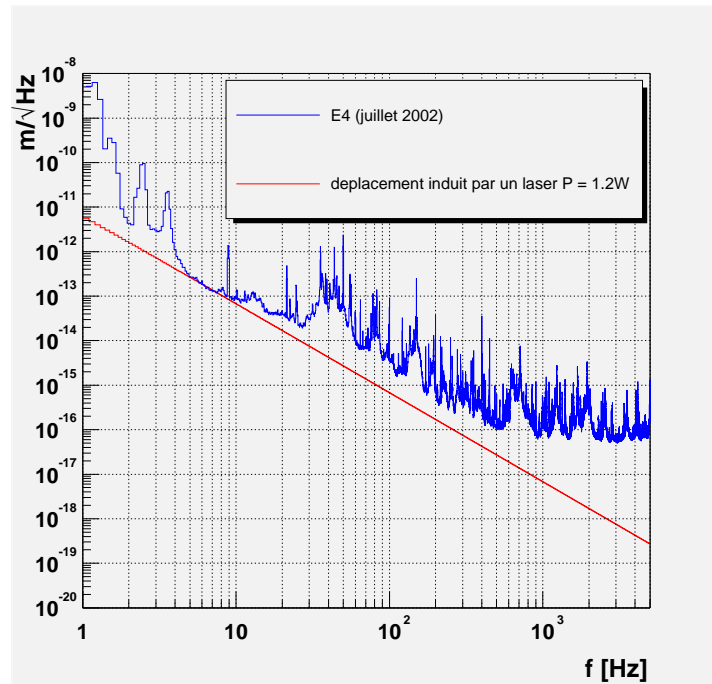


FIG. 7.9 – Déplacement induit par une source laser de 1.2 W comparé à la meilleure sensibilité du CITF obtenue pendant le run E4.

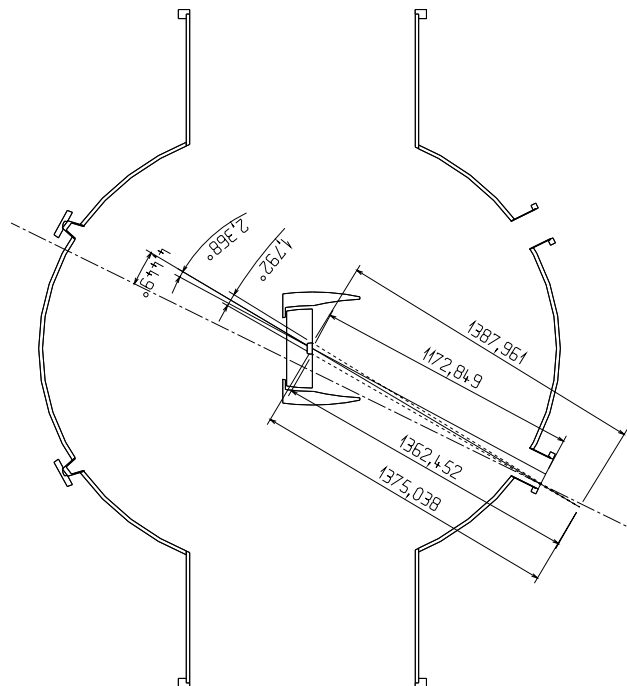


FIG. 7.10 – Coupe d'une enceinte à vide dans le plan des faisceaux incidents de la diode laser.

tenir compte d'un certain nombre de contraintes :

- La surface de la table optique
- Le diamètre du hublot
- La taille du faisceau incident

Les tables optiques utilisées pour l'étalonnage optique sont de forme carrée, ont une superficie de $30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ et forment un angle de 16° avec le plan horizontal. Cet angle d'inclinaison assure à un faisceau émis à 10 cm de la surface de la table dans son plan parallèle, de venir viser le plan contenant l'axe horizontal du miroir. Les hublots des tours font 138 mm de diamètre et la taille du faisceau après collimation évolue approximativement en exponentielle décroissante pour les distances que nous avons à considérer (figure 7.11) :

$$d = Ae^{-\frac{x}{x_0}} \quad (7.10)$$

où $A = 24$ et $x_0 = 1050$. Une simulation des trajets des faisceaux (figure 7.10), tenant compte de ces paramètres, a permis de définir une configuration dans laquelle l'angle d'incidence entre le faisceau laser et la normale au miroir est de $i = 40.88^\circ$.

7.5.3 Les photodiodes

La photodiode à quadrants choisie pour le système d'étalonnage est la même que pour le banc de détection à savoir le modèle YAG-444A-4 de la compagnie EGG. La lecture de la puissance incidente est quant à elle assurée par une photodiode HAMMAMATSU S3590-01. Ces photodiodes ont été choisies pour leur grande surface active et leur bonne sensibilité à la lumière infrarouge.

	YAG-444A-4	S3590-01
diamètre surface active (mm)	11.5	10
sensibilité (A/W)	0.5 @ 1064 m	0.56 @ 920 m
zone de linéarité (mW)	0-80	0-100

TAB. 7.1 – Caractéristiques des photodiodes du système d'étalonnage optique.

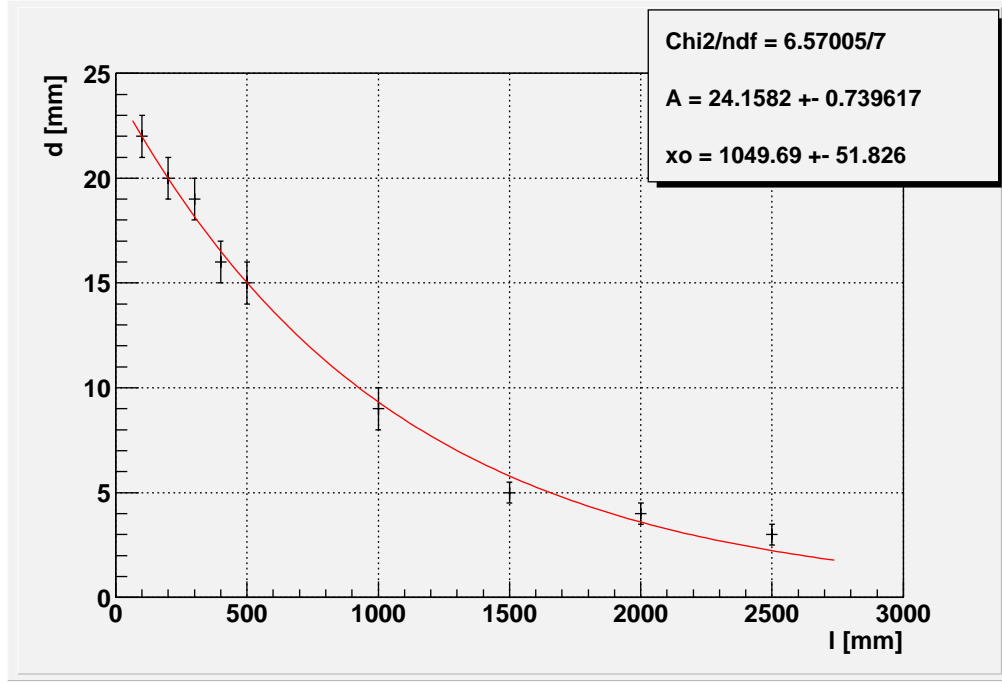


FIG. 7.11 – Evolution du diamètre du faisceau incident en fonction de la distance à la source.

7.5.4 La procédure d'alignement

Dans le cas du CITF, l'utilisation de miroirs d'entrée de diamètre réduit (50 mm) permet d'utiliser une procédure basée sur un repérage des positions des extrémités du miroir, suivi d'un ajustement sur la position médiane.

L'idée est de balayer le miroir avec le faisceau incident, et de déterminer la position des bords des miroirs à l'aide de la photodiode quadrant de détection (Qd) qui reçoit le faisceau réfléchi par le miroir. Le signal de consigne permettant d'ajuster l'alignement du faisceau sur le centre du miroir est quant à lui issu d'une combinaison des signaux de la photodiode quadrant d'injection Qi enregistrés après marquage des positions des bords droit et gauche du miroir.

Là encore, la simulation du trajet des deux faisceaux extrêmes permet d'estimer l'angle de rotation pour balayer l'axe médian du miroir (figure 7.10).

$$\theta = 1.79^\circ \quad (7.11)$$

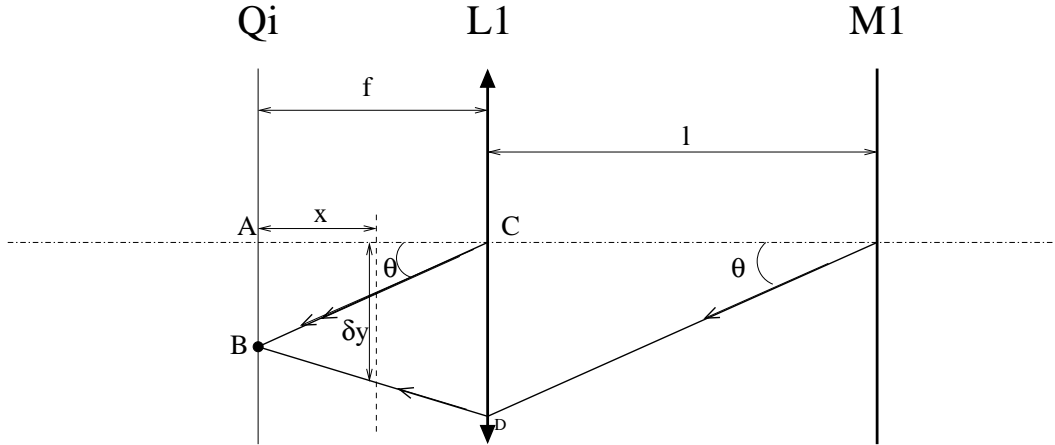


FIG. 7.12 – Schéma optique permettant le calcul du déplacement δy du faisceau transmis à la photodiode quadrant d'injection Qi, en fonction de l'angle de rotation du miroir M1

f(mm)	θ	l(mm)	x(mm)	δy (mm)	d(mm)
100	0.895	200	30	2.03	5.43
90	0.895	200	20	1.79	4.02
80	0.895	200	20	1.72	4.52
80	0.895	200	25	1.84	5.65
70	0.895	200	15	1.53	3.88
70	0.895	200	20	1.67	5.17
60	0.895	200	15	1.48	4.52
60	0.895	200	20	1.67	6.03

TAB. 7.2 – Couple focale de la lentille L1-distance de la photodiode quadrant par rapport à cette focale, permettant un alignement basé sur un balayage du miroir.

7.5.5 Le design optique

La solution optique retenue est présentée sur la figure 7.13. Le degré de liberté angulaire du faisceau incident permettant de balayer le miroir est obtenu après une première réflexion sur $M1$, placé sur une monture motorisée. Le contrôle de la puissance incidente utilise le signal transmis par $M1$ puis réfléchi sur le miroir $M2$ convergent qui adapte la taille du faisceau au diamètre de la photodiode Bp . Les déplacements du faisceau transmis induits par une rotation angulaire de $M1$ sont plus de dix fois inférieurs au diamètre de $B1$ ce qui assure à cette photodiode d'intégrer la puissance incidente pendant une phase d'alignement.

Avant d'être injecté dans la tour, une partie du faisceau incident est réfléchi sur une lentille $L1$ convergente avant d'être lue par Qi . Afin de conserver un signal sur les quatre quadrants pendant le balayage du miroir, la focale de $L1$ et la position de Qi par rapport à cette focale sont ajustées de manière à ce qu'une rotation de $\frac{\theta}{2}$ du miroir $M1$ induise des déplacements δy inférieurs à $\frac{d}{2}$, où d est le diamètre du faisceau sur Qi . D'après la figure 7.12 δy s'écrit :

$$\delta y = \frac{x}{f} \sin \theta l + (1 - \frac{x}{f}) \sin \theta f \quad (7.12)$$

$$= \sin \theta (\frac{lx}{f} + f - x) \quad (7.13)$$

où l est la distance focale de $L1$, x est la distance entre la photodiode et la focale, et l la distance entre $M1$ et $L1$. Le diamètre du faisceau en fonction de x et de f s'écrit :

$$d = \frac{x}{f} d_1 \quad (7.14)$$

$$(7.15)$$

où $d_1 = 18 \text{ mm}$ est le diamètre du faisceau sur $L1$ estimé à partir de loi de décroissance exponentielle donnée en 7.10.

Compte tenu de la surface relativement réduite de la table optique, la distance l est fixée à 200 mm et les paramètres libres sont x et f . Un ensemble de combinaisons satisfaisant les contraintes $\delta y < \frac{d}{2}$ et $d < 10 \text{ mm}$ est listé dans le tableau 7.2. La solution la plus pratique à mettre en œuvre utilise une lentille $L1$ de focale 100 mm. Les coefficients de réflexion et de transmission des optiques (table 7.3) assurent aux photodiodes de n'intégrer que 12 mW du faisceau incident et leur permettent ainsi de fonctionner bien en dessous de leur zone de saturation.

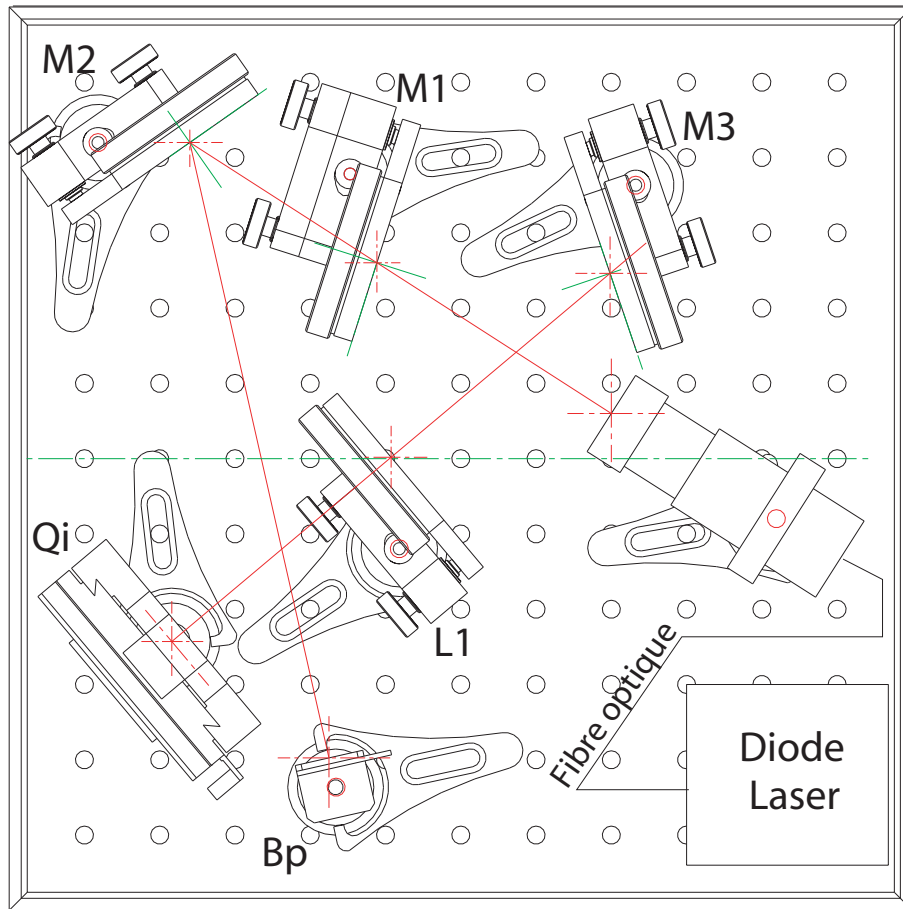


FIG. 7.13 – Schéma d'implémentation des optiques. Cette configuration assure au faisceau incident de pointer dans l'axe médian contenant le centre du miroir. Elle permet un contrôle de la puissance incidente (Bp) et de la position angulaire du faisceau (Qi).

	M1	M2	M3	L1
Réflexion	$(99 \pm 1) \%$	$(99.5 \pm 1.0)\%$	$(1.2 \pm 0.1) \%$	
Transmission	$(0.9 \pm 0.1)\%$		$(98.3 \pm 1.0)\%$	
focale (mm)		200		100

TAB. 7.3 – Caractéristiques des optiques du système d'étalonnage

Du CITF à VIRGO

L'utilisation des cavités Fabry-Perot dans VIRGO implique de changer les miroirs du CITF. La principale contrainte pour l'étalonnage optique est le passage des miroirs d'entrée de 50 mm à 350 mm de diamètre. La variation de diamètre dans un rapport 7 remet en cause la procédure d'alignement mise en place pour le CITF puisqu'elle interdit le balayage du miroir par le faisceau de calibration incident sans que celui-ci induise des déplacements du faisceau plus grands que le diamètre du hublot.

Deux solutions ont donc été envisagées pour VIRGO. La première, inspirée de l'expérience LIGO, consiste à repérer la position du faisceau à partir de la lumière qu'il diffuse sur le miroir. L'hypothèse sous-jacente à cette solution est qu'il existe une lumière diffuse suffisamment intense pour être détectée. Celle-ci étant liée à la qualité et au degré de contamination du miroir, seuls des test *in situ* sur les miroirs de VIRGO positionnés dans les tours pourront attester ou non de sa faisabilité.

Une des raisons pour lesquelles le faisceau de calibration doit être *a priori* centré est d'éviter de perturber le système de contrôle de l'interféromètre. Notamment, les mouvements angulaires induits par un éventuel décentrage du faisceau de calibration ne doivent pas dégrader l'alignement du faisceau principal de VIRGO. L'idée sur laquelle s'appuie la deuxième solution est d'exploiter le phénomène que l'on cherche à éviter. En effet, si le faisceau incident de calibration induit effectivement des mouvements angulaires du miroir significatifs, alors ces derniers doivent pouvoir être identifiés dans les signaux de contrôle de l'interféromètre et minimisés en appliquant une rotation adaptée du miroir M1. Deux études préliminaires sur la faisabilité de cette méthode ont montré qu'à force constante, un décentrage du faisceau incident n'avait pas d'influence sur l'amplitude des déplacements longitudinaux du miroir et que l'amplitude des mouvements angulaires maximale introduite par le faisceau de calibration est, dans la bande passante du détecteur, inférieure au bruit de shot-noise qui limite la reconstruction angulaire des miroirs des cavités Fabry-Perot. Ces mouvements ne constituent donc, *a fortiori*, pas de contrainte pour le contrôle de l'interféromètre (figure 7.14). Ces deux aspects semblent indiquer qu'un défaut d'alignement du faisceau de calibration ne devrait ni affecter la mesure de la réponse du détecteur dans sa bande passante ni perturber le système de contrôle du détecteur. Néanmoins cette souplesse devra être confirmée par les premiers tests qui suivront la prochaine installation

du système de calibration optique sur le site.

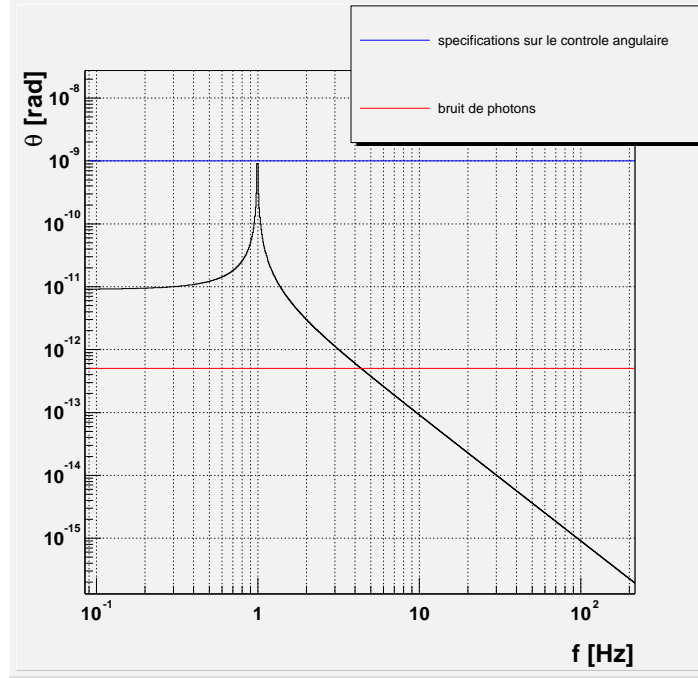


FIG. 7.14 – Mouvement angulaire introduit sur un des miroirs d’entrée des Cavités Fabry-Perot par un désalignement de 6 cm du faisceau incident de calibration par rapport au centre du miroir. Ce déplacement est comparé aux spécifications de contrôle sur ce miroir et au bruit de photons limitant la reconstruction du déplacement angulaire [33].

7.5.6 Caractérisation

Le système d’étalonnage optique de VIRGO met en jeu un ensemble de logiciels, d’éléments optiques et électroniques qui ont été assemblés en laboratoire pour constituer un prototype du calibrateur optique. L’objectif de cet assemblage est d’une part, de tester l’interface entre les différents éléments et d’autre part, de caractériser la réponse en puissance de la diode laser dans des conditions expérimentales proches de celle rencontrées sur le site.

- La source lumineuse est une diode laser délivrant un faisceau de longueur d’onde $\lambda = 915nm$ dont la puissance est pilotée soit en ajustant directement le courant continu circulant dans la diode soit en utilisant un signal externe de modulation.

- Le châssis de calibration contient l'ensemble des éléments nécessaires au pilotage de la diode laser par un signal externe (un CPU, une carte timing, un DAC) ainsi qu'à la lecture des signaux de pilotage et de contrôle du système (ADC 16 voies).
- Le montage optique a été effectué suivant le schéma qui satisfaisait les contraintes expérimentales (figure 7.13), avec des éléments (miroirs, lentilles, photodiodes) adaptés.
- Un prototype du système analogique de contrôle de la puissance incidente a été réalisé et incorporé dans le dispositif expérimental.

Réponse de la diode pilotée sans modulation

L'alimentation utilisée permet de travailler sans modulation ; dans cette configuration la puissance délivrée est ajustée à partir du courant continu circulant dans la diode. Ce mode de fonctionnement ne sera pas utilisé pour l'étalonnage de VIRGO mais permet de vérifier *a priori* la linéarité de la réponse de la diode laser et de son alimentation jusqu'à la puissance maximale de 1.2 W (figure 7.15). Les mesures de puissance délivrée par la diode ont été effectuées à l'aide d'un wattmètre modèle 405 de la compagnie Spectra Physics et l'erreur associée à ces mesures est évaluée à partir du dernier chiffre significatif.

Réponse de la diode pilotée par un signal externe continu

Il s'agit, dans ce mode de fonctionnement, de vérifier la linéarité d'une part, de la diode et son alimentation et d'autre part, de la chaîne de contrôle de la puissance du faisceau composée des miroirs $M1$, $M3$, de la photodiode Bp et du convertisseur courant tension.

Une représentation de la puissance fournie par la diode en fonction de $V_{consigne}$ permet de rendre compte du premier aspect (figure 7.16). La linéarité la chaîne de lecture est vérifiée à partir des signaux $V_{consigne}$ et V_{daq} (figure 7.17). Un ajustement linéaire sur ces deux mesures permet d'étalonner la réponse de la diode et la réponse de la chaîne de lecture à un signal de consigne.

Une vérification des deux étalonnages est effectué connaissant le facteur de transmission du miroir $M1$ et de transmission du miroir $M3$. Le pourcentage ρ de la puissance incidente lue par la photodiode s'écrit alors :

$$\rho \sim RT \sim 1\% \quad (7.16)$$

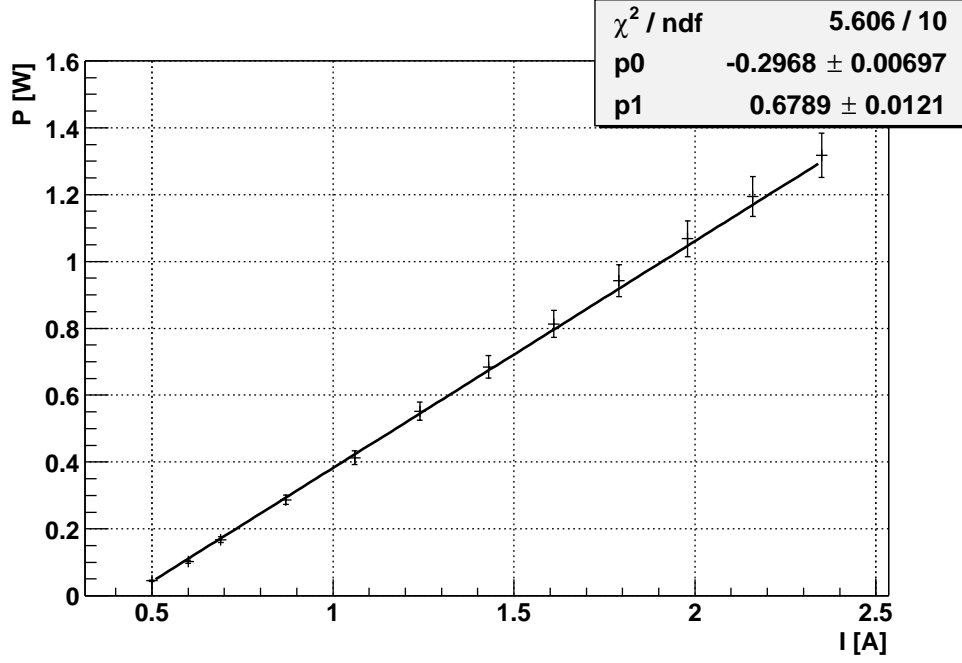


FIG. 7.15 – Puissance délivrée par la diode laser en fonction de son courant d'alimentation.

ρ est aussi relié à la tension d'acquisition selon la relation :

$$V_{daq} = P_{diode} \rho \nu R_{CIV} \quad (7.17)$$

où ν est l'efficacité quantique de la photodiode et R_{CIV} la résistance du convertisseur courant-tension. Le facteur de linéarité entre V_{daq} et P_{diode} est estimé à partir des deux ajustements linéaires des figures 7.16 et 7.17.

$$\rho = \frac{V_{daq}}{V_{consigne}} \times \frac{V_{consigne}}{P_{diode}} \times \frac{1}{\nu R_{CIV}} \quad (7.18)$$

$$\rho = 0.13 \times \frac{1}{0.252} \times \frac{1}{0.56 \times 100} \quad (7.19)$$

$$\rho = 0.9\% \quad (7.20)$$

La valeur de ρ est cohérente avec les pertes de puissance liées aux optiques placées entre la diode et la photodiode.

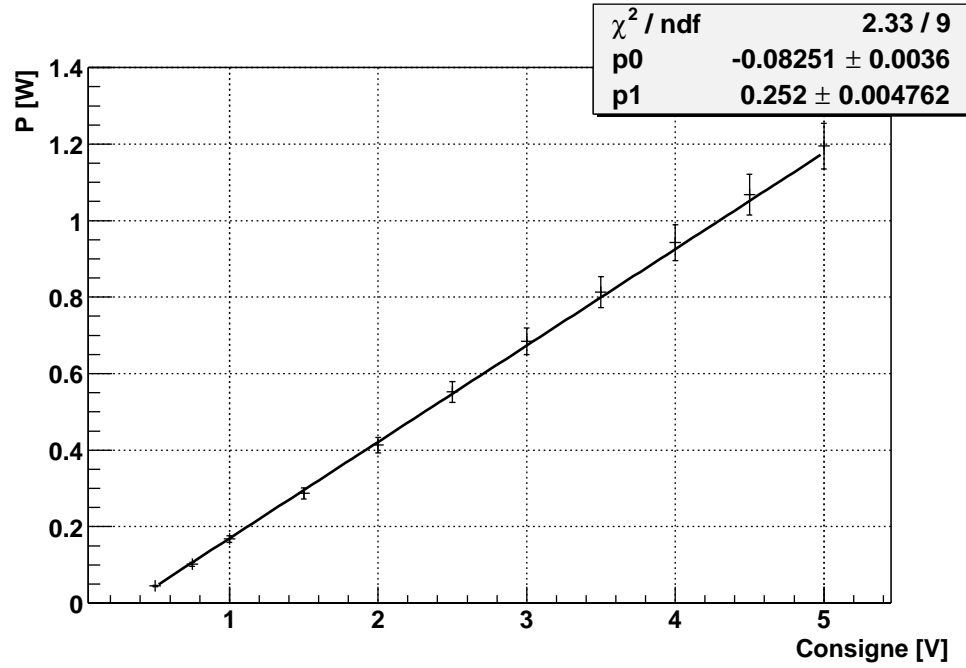


FIG. 7.16 – Réponse en puissance de la diode laser en fonction d’une tension de pilotage continue.

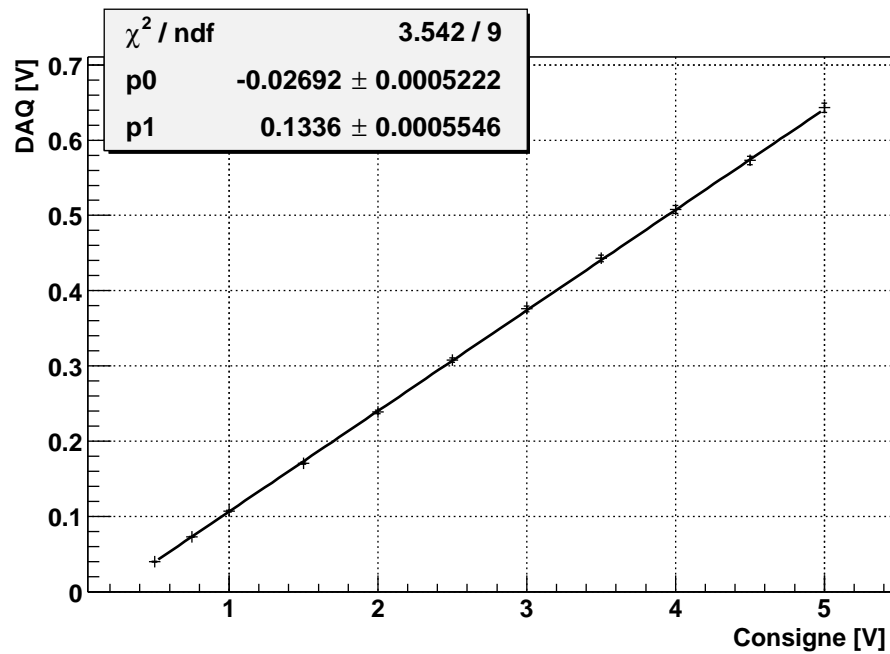


FIG. 7.17 – Vérification de la linéarité de la chaîne comprise entre le signal externe de consigne (V_{consigne}) et le signal de sortie envoyé à l’acquisition (V_{daq}).

Réponse à un signal sinusoïdal

Il s'agit ici de piloter la diode avec un signal sinusoïdal et de quantifier l'effet de l'asservissement analogique. La méthode employée repose sur une comparaison en boucle ouverte et boucle fermée de l'amplitude de la première harmonique de $V_{consigne}$ dans le spectre du signal de contrôle V_{daq} (figure 7.19). L'étude a été effectuée en injectant des signaux de modulation comparables en amplitude et en fréquence à ceux que l'on utilisera dans VIRGO. En pratique l'ensemble de la bande de fréquence comprise entre 10Hz et 5 kHz a été balayée avec une puissance du faisceau incident modulée jusqu'à la puissance maximale de la diode 1.2 W (figure 7.18).

L'observation des atténuations sur la première harmonique montre que globalement la réjection est améliorée en boucle fermée dans toute la gamme de fréquences d'utilisation du laser (tableau 7.4). De manière quantitative on remarque qu'une augmentation de la fréquence du signal de pilotage est corrélée à une diminution du gain de rejection apporté par la boucle d'asservissement ; alors que l'on estime à près de 18 dB ce gain pour un signal à 10 Hz, celui ci n'est plus que 5 dB à 5 kHz. L'atténuation est donc d'autant plus importante que la fréquence de travail place la première harmonique loin de la fréquence de coupure de la diode et de son alimentation ($fc = 5kHz$). Cet effet semble néanmoins peu problématique en pratique puisque à hautes fréquences les déplacements du miroir induits par les harmoniques sont faibles et donc peu susceptibles d'introduire un bruit parasite dans l'interféromètre.

7.6 Conclusions

La calibration du détecteur VIRGO utilisera un système optique basé sur la pression de radiation d'un faisceau auxiliaire. La mise en œuvre du système a nécessité un certain nombre de développements d'outils software et hardware pour piloter et contrôler la puissance du faisceau. L'ensemble de ces outils a été assemblé et testé en laboratoire. La stabilité du faisceau de calibration a été étudiée en comparant la réjection des harmoniques

	$0 \leq P \leq 1.2W$	
	BO	BF
10 Hz	-46 dB	-64 dB
100 Hz	-43 dB	-56 dB
1 kHz	-25 dB	-35 dB
5 kHz	-17 dB	-21 dB

TAB. 7.4 – Facteur d'atténuation sur la première harmonique dans le signal d'acquisition.

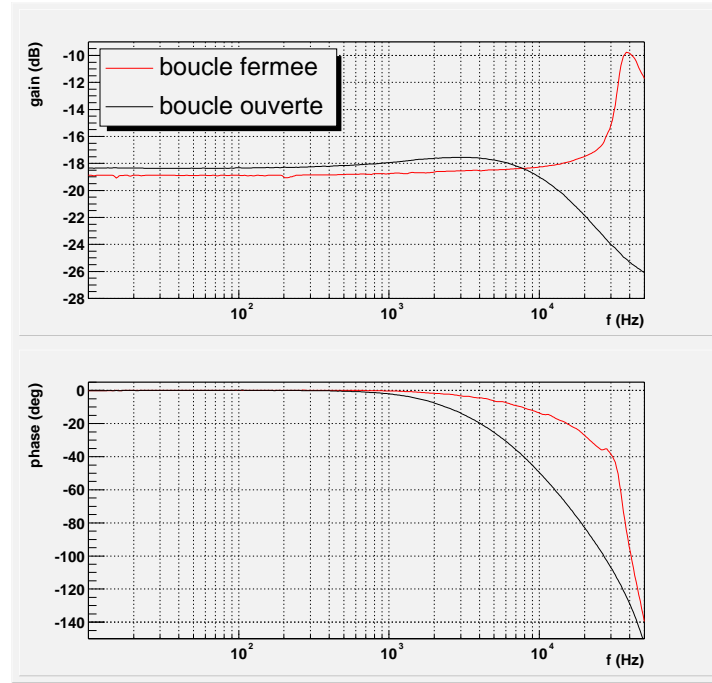


FIG. 7.18 – Module et phase de la fonction de transfert entre le signal de consigne et le signal d'acquisition, sans et avec asservissement.

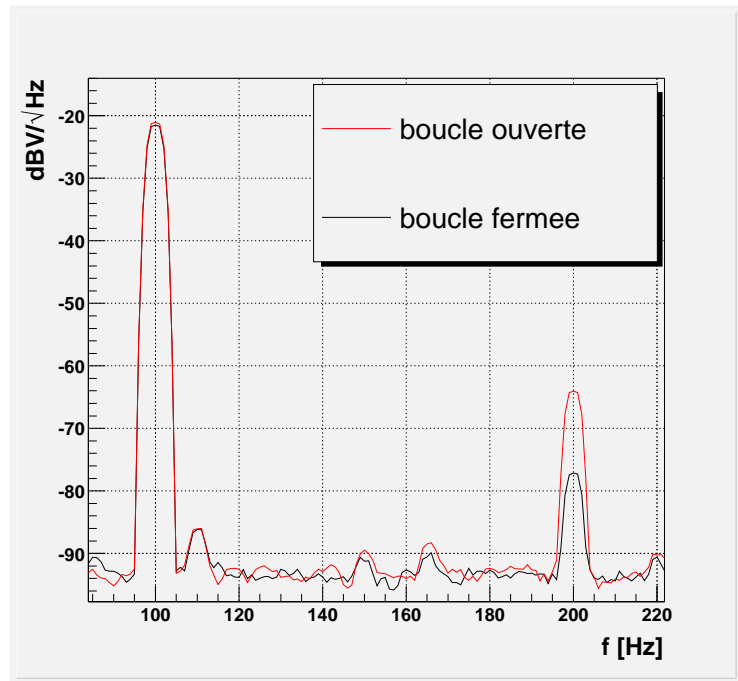


FIG. 7.19 – Spectres du signal d'acquisition, V_{daq} , sur lequel on peut observer l'effet de l'asservissement (boucle fermée) visant à réduire l'amplitude de la première harmonique du signal de consigne $V_{consigne}$.

d'un signal d'excitation, avec et sans système d'asservissement de la puissance lumineuse du faisceau. Les résultats montrent que la gamme de fréquences qui sera utilisée pour l'étalonnage de VIRGO bénéficie de l'apport d'un tel système avec une atténuation des harmoniques d'autant plus significative que la fréquence de travail est loin de la fréquence de coupure de la diode laser.

Par ailleurs la photodiode Bp nous permet de mesurer en ligne la puissance délivrée par la diode et donc de connaître, à chaque instant, la force exercée sur le miroir.

Chapitre 8

Recherche de coalescences binaires : éléments d'analyse

L'objectif de la calibration est de fournir un signal directement exploitable par les algorithmes de recherche de signaux d'ondes gravitationnelles. Les outils développés dans ce but ont été décrits dans les chapitres précédents.

Nous aborderons dans ce chapitre l'étape suivante d'analyse physique, en nous concentrant sur la recherche de coalescences binaires. L'intérêt d'une telle analyse est triple. Il s'agit d'une part de mettre l'algorithme de recherche à l'épreuve de conditions expérimentales réalistes, en l'appliquant à un échantillon des données du run E4. Elle fournit d'autre part l'occasion d'exploiter et donc de tester les calibrations obtenues pour ce run. Elle permet enfin d'obtenir des indications sur le niveau de bruit du détecteur et notamment sur l'ampleur du bruit "excédentaire" s'écartant d'une distribution gaussienne. Celle-ci est un critère de sensibilité du détecteur, complémentaire des informations contenues dans la courbe de sensibilité.

Nous commençons par rappeler la forme attendue pour le signal émis par de tels systèmes, ainsi que la technique du filtrage optimal utilisée pour la recherche et l'algorithme mis en œuvre.

Le fonctionnement de l'algorithme est ensuite illustré par les résultats obtenus avec des données simulées lors du premier *Mock Data Challenge* de VIRGO qui s'est tenu du 5 au 7 mars 2003.

Nous décrivons enfin les résultats obtenus avec les données d'une période sélectionnée du run E4, en nous attachant notamment à comparer des analyses menées à partir de données brutes et à partir de données reconstruites.

8.1 Signal attendu

Nous nous intéressons au rayonnement gravitationnel émis par des systèmes d'objets compacts (étoiles à neutrons ou trous noirs) en fin de vie. Le signal attendu est semi-périodique. Jusqu'à la phase finale de la coalescence sa fréquence évolue lentement puis croît de façon de plus en plus abrupte dans les dernières secondes. L'amplitude du signal croît également de la même façon au cours du temps. Ces prédictions sont obtenues directement en appliquant au système de deux étoiles les équations du formalisme quadrupolaire en faisant certaines approximations :

- Source éloignée (onde plane) et effets relativistes faibles (moments quadrupolaires de forme newtonienne). Tant que le champ interne du système binaire n'est pas trop intense (étoiles trop rapprochées) et les vitesses des deux étoiles négligeables devant celle de la lumière, on peut faire cette approximation.
- On néglige les spins des deux étoiles, ainsi que l'excentricité de l'orbite. On s'appuie pour cela sur l'idée que l'émission gravitationnelle du système durant sa vie tend à circulariser son orbite et à aligner ses deux spins.
- On considère les étoiles comme des points matériels ce qui revient à négliger les effets de marée ; le calcul n'est valable que pour $t < t_{LSO}$ avec t_{LSO} l'instant de la dernière orbite stable avant l'entrée en jeu des forces de marée.

L'amplitude de l'onde gravitationnelle émise dans la direction faisant un angle i avec l'axe de rotation des deux étoiles est donnée par [34] :

$$h_+(t) = \frac{1}{2}h_c(t)(1 + \cos^2 i)\cos \left[2\pi \int_{t_0}^t f(t')dt' + \Phi_0 \right] \quad (8.1)$$

$$h_\times(t) = h_c(t)\cos(i)\sin \left[2\pi \int_{t_0}^t f(t')dt' + \Phi_0 \right] \quad (8.2)$$

L'amplitude $h_c(t)$ du signal est donnée par :

$$h_c(t) = \frac{4KG^{5/3}}{rc^4}(\pi f(t))^{2/3} \quad (8.3)$$

où r est la distance de la source et $f(t)$ la fréquence du signal en fonction du temps. Le paramètre K fait intervenir les masses des deux étoiles :

$$K = \mu M^{2/3} \quad (8.4)$$

avec $M = M_1 + M_2$ et $\mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$ respectivement la masse totale et la masse réduite du système. L'amplitude h_c augmente avec la fréquence $f(t)$ de l'onde à l'instant t qui vaut à l'ordre le plus bas (newtonien) :

$$f(t) = f_0 \left(1 - \frac{t - t_0}{\tau} \right)^{-3/8} \quad (8.5)$$

où f_0 est la fréquence du signal à l'instant $t = t_0$ et τ la durée de la coalescence à partir de l'instant $t = t_0$:

$$\tau = \frac{5}{256} \frac{c^5}{K G^{5/3}} (\pi f_0)^{-8/3} \quad (8.6)$$

A partir de la relation temps-fréquence donnée par l'équation 8.5 il est possible de calculer le temps passé par le signal dans une certaine bande de fréquence $[f_{\text{début}}, f_{\text{fin}}]$:

$$t_{\text{fin}} - t_{\text{début}} = \tau \left[\left(\frac{f_{\text{début}}}{f_0} \right)^{-8/3} - \left(\frac{f_{\text{fin}}}{f_0} \right)^{-8/3} \right] \quad (8.7)$$

ce qui signifie qu'en étendant la bande à plus basse fréquence on augmente la durée de la coalescence.

A l'ordre newtonien la phase du signal est donnée par :

$$\Phi(t) = \frac{16\pi\nu_0\tau(\nu_0)}{11} \left[1 - \left(1 - \frac{t - t_0}{\tau(\nu_0)} \right)^{5/8} \right] \quad (8.8)$$

L'amplitude du signal détecté par l'interféromètre est donnée par :

$$h(t) = F_+(\alpha, \delta, t)h_+(t) + F_\times(\alpha, \delta, t)h_\times(t) \quad (8.9)$$

où F_+ et F_\times représentent la réponse du détecteur en fonction de la direction et de la polarisation de l'onde incidente. En principe ces deux fonctions dépendent aussi du temps à travers le mouvement de l'antenne. Cette dépendence peut en fait être négligée pour des

détecteurs interférométriques terrestres car la présence du signal dans la bande passante du détecteur est courte. En faisant cette approximation on peut réécrire h :

$$h(t) = A[\nu(t)]^{2/3} \cos(\Phi(t) + \Phi_0) \quad (8.10)$$

La forme du signal attendu dépend de plusieurs paramètres :

- Les masses des étoiles M_1 et M_2
- L'instant t_0 de la coalescence. Sa définition dépend de la fréquence f_0 que l'on choisit pour définir ce qu'on appelle le début de la coalescence.
- L'amplitude A_0 qui est liée à la distance entre le détecteur et la source, à l'orientation des bras par rapport à la source, et aux masses des deux étoiles.
- La phase Φ_0 , dont la définition dépend du choix de f_0 . Elle est liée à l'orientation du système binaire.

Alors que l'amplitude peut être calculée de façon satisfaisante dans l'approximation Newtonienne (PN0), la phase $\Phi(t)$ nécessite un développement plus poussé. Pour la méthode de détection utilisée, il est nécessaire d'aller au moins jusqu'à l'ordre PN2. On parle alors d'approximation post-newtonienne restreinte.

Une forme du signal à l'ordre post-newtonien PN2 est donnée par l'approximation de Taylor :

$$h(t) \propto [f(t)]^{2/3} \cos(\Phi(f(t)) + \Phi_0) \quad (8.11)$$

où $f(t)$ est la fréquence instantanée de l'onde gravitationnelle et la phase Φ s'exprime linéairement en fonction de termes temporels τ_i dépendant des masses des étoiles :

$$\Phi(f) = f_0 \left[\frac{6\pi}{5} \tau_0 \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\frac{5}{3}} + 2\pi \tau_1 \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-1} - 3\pi \tau_{1.5} \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\frac{2}{3} + 6\pi \tau_2 \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\frac{1}{3}}} \right] \quad (8.12)$$

8.2 Filtrage optimal

L'algorithme optimal existe lorsque l'on recherche un signal de forme connue. Il consiste à effectuer la corrélation entre le signal issu du détecteur et le signal attendu, pondéré par

la densité spectrale du bruit. Un tel corrélateur est aussi appelé “filtre de Wiener” [35] ou “filtre adapté”. Il permet de construire l’observable S :

$$S = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t)F(t)dt \quad (8.13)$$

où $s(t)$ est le signal en sortie du détecteur et $F(t)$ la représentation dans le domaine temporel du filtre appliqué au signal. $s(t)$ est la somme du bruit du détecteur $n(t)$ et d’un signal $h(t)$:

$$s(t) = h(t) + n(t) \quad (8.14)$$

Pour des raisons d’efficacité, le filtrage est effectué dans le domaine fréquentiel :

$$S = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{s}(f)\tilde{F}^*(f)df \quad (8.15)$$

où $\tilde{s}(f)$ et $\tilde{F}^*(f)$ sont les transformées de Fourier du signal $s(t)$ et du filtre $F(t)$. Le rapport signal sur bruit en sortie du filtre est donné par la formule de Wiener [35] :

$$\frac{\langle S \rangle}{\sqrt{\langle N^2 \rangle}} = 2 \frac{\int_0^{+\infty} \tilde{h}(f)\tilde{F}^*(f)df}{\sqrt{\int_0^{+\infty} S_n(f)\tilde{F}^*(f)df}} \quad (8.16)$$

où $S_n(f)$ est la densité spectrale du bruit du détecteur qui est donnée par :

$$\langle \tilde{n}(f)\tilde{n}^*(f') \rangle = \frac{1}{2}S_n(f)\delta(f - f') \quad (8.17)$$

on peut alors montrer que le rapport signal sur bruit est maximal lorsque le filtre $\tilde{F}(f)$ est proportionnel à la transformée de Fourier du signal recherché normalisée par le bruit du détecteur [35].

$$\tilde{F}(f) = \frac{\tilde{T}(f)}{S_n(f)}e^{i2\pi f t_0} \quad (8.18)$$

où $\tilde{T}(f)$ est la transformée de Fourier du signal de coalescence binaire théorique (*template*). Si on considère le signal théorique produit par une coalescence d’étoiles binaires orientée de façon optimale par rapport au détecteur (l’axe de rotation de la coalescence est perpendiculaire au plan du détecteur), alors le rapport signal sur bruit pour une source à la distance D est donné par :

$$SNR = \frac{\langle S \rangle}{\sqrt{N^2}} = \frac{2}{D} \sqrt{\int_0^{+\infty} \frac{|\tilde{T}(f)|^2}{S_n(f)} df} \quad (8.19)$$

Une onde gravitationnelle en provenance d'une coalescence binaire, ayant à l'instant t_0 une fréquence f_0 , donnera après filtrage un maximum du SNR à l'instant $t = t_0$. Le SNR donne alors une information sur la distance de la source D :

$$D = \frac{D_0}{SNR_{max}} \quad (8.20)$$

où D_0 est la "distance équivalente" du détecteur, c'est à dire, la distance d'une coalescence qui donnerait un SNR de 1 :

$$\frac{D_0}{1\text{Mpc}} = 2 \sqrt{\int_0^{+\infty} \frac{|\tilde{T}(f)|^2}{S_n(f)} df} \quad (8.21)$$

Pour que le signal en sortie soit maximal, le temps de coalescence τ et la phase ϕ_0 du template $T(t)$ avec lequel on filtre les données doivent être identiques à ceux du signal en sortie du détecteur $s(t)$. Pour éviter d'avoir un trop grand nombre de templates on s'affranchit de la phase Φ_0 en décomposant chaque template sur une base orthonormée $T_{\Phi=0}$, $T_{\Phi=\frac{\pi}{2}}$:

$$T(\Phi_0) = \cos(\Phi_0)T_{\Phi=0} + i \sin(\Phi_0)T_{\Phi=\frac{\pi}{2}} \quad (8.22)$$

et donne en sortie du filtre :

$$S(t) = \cos(\Phi_0)S_0(t) + i \sin(\Phi_0)S_{\frac{\pi}{2}}(t) \quad (8.23)$$

On voit qu'à partir de S_0 et $S_{\frac{\pi}{2}}$, $\sqrt{S_0^2 + S_{\frac{\pi}{2}}^2}$ donne le maximum du signal $S(t)$ et lève l'ambiguïté sur la phase Φ_0 .

8.3 Mise en place de l'algorithme

Schématiquement, l'analyse par filtrage optimal se fait en trois étapes :

- On définit une fenêtre d'analyse Δt
- On effectue la transformée de Fourier des données enregistrées en sortie du détecteur $s(t)$ et du template $T(t)$. Ces deux transformées de Fourier sont multipliées et normalisées par le bruit du détecteur $S_n(f)$.
- Le résultat de cette opération est ensuite ramené dans le domaine temporel en appliquant une transformée de Fourier inverse.
- On déplace la fenêtre d'analyse et on recommence le processus de filtrage.

En pratique, cette méthode implique que les deux vecteurs $s(t)$ et $T(t)$ doivent avoir la même taille. Pour cela on complète le template $T(t)$ de longueur τ par des zéros, c'est l'opération de "zero-padding". Lorsque l'on tronque les données sur un intervalle de longueur Δt secondes, le résultat du filtrage optimal est valide seulement sur les $\Delta t - \tau$ premières secondes. Seules ces données seront traitées lors de la première étape. A l'étape suivante on décale la fenêtre d'analyse en opérant une période de recouvrement de τ avec la fenêtre précédente. Ce recouvrement permet de traiter les dernières données de la première fenêtre d'analyse.

Le meilleur rapport signal est obtenu uniquement si l'estimation du bruit $S_n(t)$ correspond bien au bruit du détecteur à l'instant t . Sa fréquence de mise à jour dépend de la qualité des données. On distingue alors les données simulées, où on suppose que le bruit est stationnaire et les données reconstruites où le bruit est non-stationnaire. Les deux cas entraînent des procédures différentes de mise à jour de la densité spectrale de bruit $S_n(f)$. Ces procédures seront détaillées lors de la présentation des deux tests de l'algorithme.

L'adaptation du filtre au signal recherché conduit à l'utilisation d'un réseau de templates pour mener une recherche de coalescences binaires sur un vaste espace de paramètres (M_1, M_2) .

8.4 Test sur des données simulées

Les éléments de software nécessaires pour l'analyse de données se trouvent actuellement dans une phase de développement dans VIRGO. C'est en particulier le cas de l'analyse des coalescences binaires ; l'état d'avancement du développement a justifié que se tienne récemment (du 5 au 7 mars 2003) le premier *Mock Data Challenge* (MDC) sur ce sujet. L'objet de ce test était d'intégrer les éléments existants - depuis les software communs de génération de grille de templates jusqu'aux différents algorithmes de recherche développés au sein de la collaboration - et de faire fonctionner une chaîne d'analyse complète abou-

tissant à la production de listes de candidats.

8.4.1 Les données simulées

Elles ont été générées à l'aide du logiciel de simulation de l'expérience SIESTA, associé à la librairie *inspiral* pour la génération de signaux.

- Le bruit :

Il a été généré à partir de bruit blanc filtré pour lui donner un spectre correspondant à celui observé sur les données brutes du run E4. Les données sont ensuite traitées comme s'il s'agissait de données reconstruites, donc avec une sensibilité ne correspondant pas à celle du run E4. Au total 6 heures de données ont été générées.

- Les signaux de coalescences de binaires :

Au cours de ces 6 heures de données 24 événements de coalescence ont été répartis aléatoirement. Ils ont été produits avec deux générateurs différents.

Les paramètres de masse : Les masses ont été réparties aléatoirement dans un domaine $[2 M_{\odot}, 30 M_{\odot}]$.

SNR : Il était ajusté à une valeur comprise entre 5 et 20, en supposant une analyse s'étendant de 24 Hz à la fréquence de dernière orbite stable.

- Par ailleurs deux “événements” de grande amplitude ne correspondant pas à un signal de coalescence binaire mais à du bruit observé lors du run E4 ont également été insérés dans les données.

8.4.2 Configuration de l'analyse utilisée

- Pour générer la grille de templates il faut définir le taux de recouvrement minimum exigé entre le template et signal (*minimal match*), et un espace de paramètres (M_1, M_2) à couvrir. Dans le cas présent l'espace des paramètres était délimité par $M_1 = 2 M_{\odot}$, $M_2 = 30 M_{\odot}$ et le minimal exigé était de 95 %.
- L'objectif du MDC étant de tester l'intégration des softwares, la bande de fréquence de l'analyse a été volontairement réduite entre 50Hz et 2 kHz, afin d'augmenter la

vitesse d'analyse et offrir ainsi la possibilité de la renouveler plusieurs fois.

- Toujours dans le souci d'optimiser la vitesse d'analyse, celle-ci a été distribuée sur deux PC linux, chacun des deux algorithmes couvrant un espace de paramètres différents, les basses masses pour l'un ($M_1 = 2 M_\odot$, $M_2 = 3 M_\odot$) et les hautes masses pour l'autre ($M_1 = 3 M_\odot$, $M_2 = 30 M_\odot$), chacun de ces espaces de paramètres correspondant à une cinquantaine de templates.
- La densité spectrale de bruit a été mesurée sur la première heure de données. Ce spectre n'a pas été mis à jour durant toute l'analyse du fait de la stationnarité des données.
- Le niveau de bruit en sortie des filtres en phase et en quadrature est monitoré en calculant un RMS glissant sur 30 minutes.
- Le SNR est défini comme le rapport entre la sortie du filtre (somme quadratique de la sortie du filtre en phase et de la sortie du filtre en quadrature) et le RMS glissant.
- Le SNR est ensuite utilisé pour sélectionner les candidats par simple comparaison avec un seuil. Le seuil fixé pour cette analyse est de 5.5.
- L'ensemble des candidats sélectionnés est stocké à l'intérieur des *frames* dans une structure spécialement prévue à cet effet (FrEvent).

Résultats

L'ensemble des 6 heures de données a pu être analysé à l'exception d'une période de quelques minutes où le trop grand nombre de candidats sélectionnés a provoqué l'arrêt du programme.

Les résultats obtenus se présentent essentiellement sous la forme de deux figures, l'une représentant la distribution du SNR des événements sélectionnés (figure 8.1), l'autre représentant le nombre de candidats sélectionnés en fonction du temps (figure 8.2). La discussion des résultats porte essentiellement sur une analyse de ces deux figures.

Une première observation générale de la figure 8.2 permet d'identifier clairement deux événements. Le premier se distingue sous forme d'un trou, et correspond à l'arrêt du programme précédemment évoqué ; le deuxième se présente sous la forme d'un pic de grande amplitude. Une analyse du signal temporel et de la sortie des filtres sur ces deux

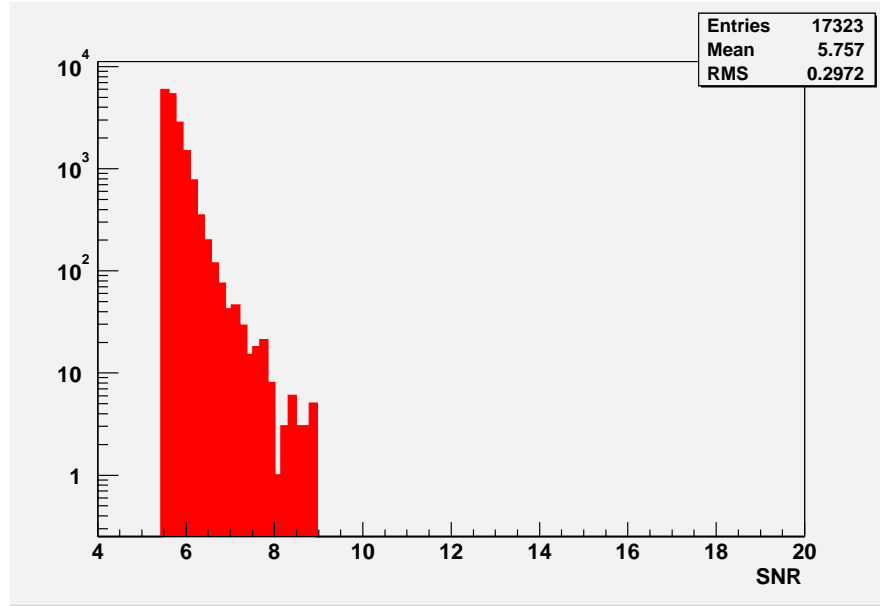


FIG. 8.1 – Distribution du SNR.

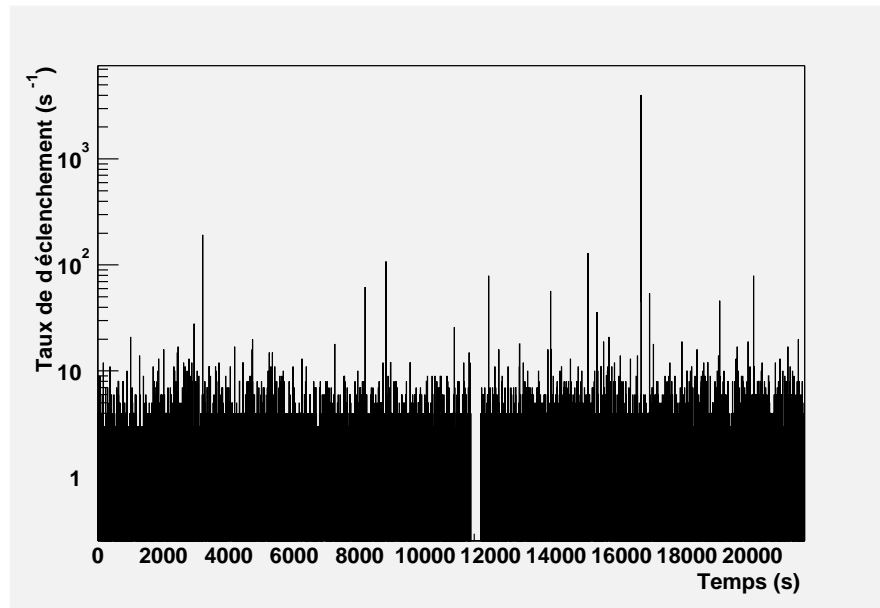


FIG. 8.2 – Evolution du taux de déclenchement au cours du temps.

périodes a permis d'identifier les deux événements non physiques. Un veto a été imposé sur ces deux événements avant de poursuivre l'analyse.

La figure 8.1 représente la distribution du SNR des événements sélectionnés après application de ce veto. Dans cette distribution on devine la contribution du signal au delà de 7.5, mais celle-ci ne se distingue pas clairement de la contribution du bruit de fond. On peut noter d'emblée qu'aucun candidat ne présente un SNR supérieur à 9, alors que les événements insérés dans les données sont sensés avoir pour certains un SNR de 20. Des études sont encore en cours pour identifier l'origine de cette incohérence (différence de définition ou perte inattendue de SNR au cours de l'analyse).

La configuration de la distribution du SNR ne permet pas de sélectionner les candidats par une simple coupure sur le SNR. En effet, outre le continuum dû au bruit, l'utilisation d'un grand nombre de templates contribue à former un deuxième continuum associé au signal, les templates mal adaptés fournissant un moindre SNR.

En revanche le taux de déclenchement peut être également utilisé pour sélectionner les candidats, des pics apparaissant dans la figure 8.2 que l'on peut attribuer à des événements "vus" par un nombre significatif de templates.

Une tentative de sélection a été effectuée, en conservant les événements présentant un $\text{SNR} > 6$ survenant à un temps tel que le taux de déclenchement soit supérieur à 15. Ces coupures ont conduit à sélectionner 25 candidats. Une étude menée *a posteriori* pour comparer cette liste à la liste des événements générés a montré que sa pureté était de 42% et que son efficacité était de 10/12 si on se restreint aux événements simulés présentant un SNR de 15 ou 20.

Un canal contenant uniquement le bruit - sans événements - étant présent dans les données simulées, l'analyse a pu être menée, *a posteriori*, également sur ce canal. Le résultat en est présenté sur les figures 8.3 et 8.4. La comparaison de la distribution du SNR (figure 8.3) avec le cas précédent confirme la présence des signaux dans la partie haute de la distribution. Par ailleurs l'évolution du taux de déclenchement pour le canal de bruit (figure 8.4) excède à plusieurs reprises la coupure appliquée précédemment (15), expliquant ainsi la pureté assez modeste au lot de candidats évoqué plus haut.

8.5 Test sur des données du run E4

L'algorithme de recherche de coalescences a été appliqué sur des données du run E4, dans une configuration plus simple que pour le MDC. Le but n'étant pas de procéder à une véritable recherche de coalescences mais plutôt de caractériser le niveau de bruit du détecteur et d'évaluer la qualité de la reconstruction, la recherche a été menée en un seul point de l'espace des paramètres, correspondant à des systèmes de deux étoiles de 3 masses solaires.

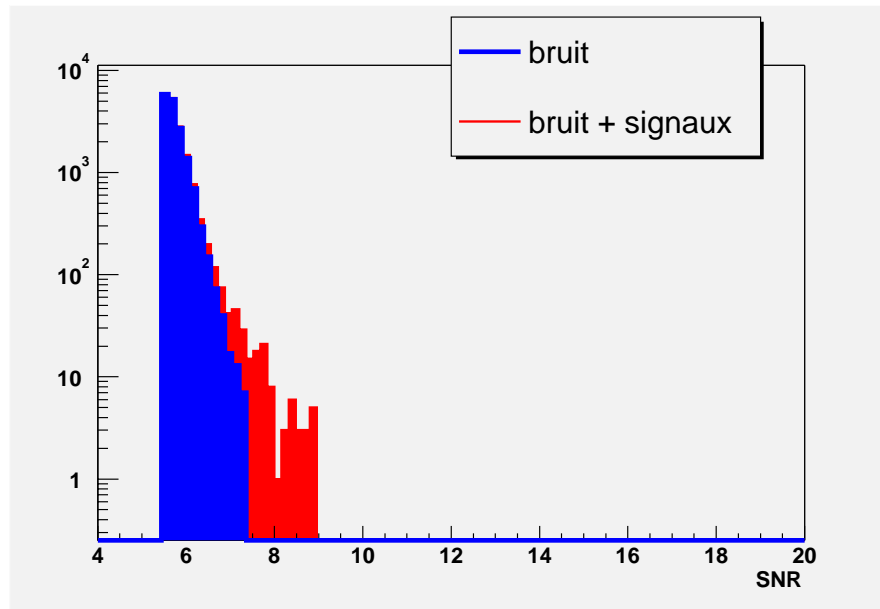


FIG. 8.3 – Comparaison des distribution du SNR avec et sans signal.

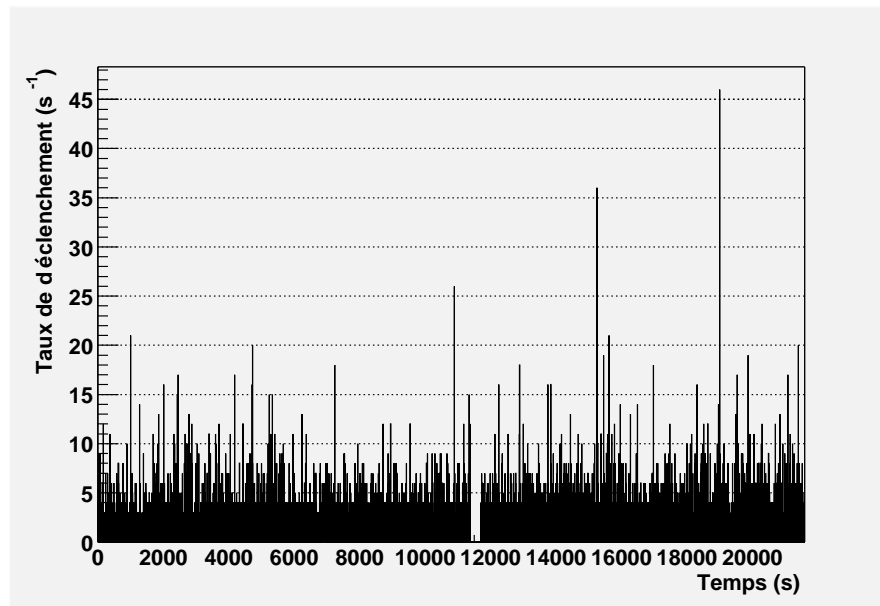


FIG. 8.4 – Taux de déclenchement au cours du temps pour le canal de bruit pur.

L'analyse a porté sur un échantillon de données offrant un minimum de garanties quant à la qualité des données. Il correspond d'une part à une longue période de 10 heures durant laquelle à la fois l'interféromètre et le mode cleaner de sortie sont restés continûment verrouillés et d'autre part à une prise de données nocturne. Sur ces 10 heures, seules 5 périodes d'environ une minute chacune sont éliminées *a priori*. Elles correspondent au fonctionnement des picomoteurs utilisés pour réaligner le télescope du banc de détection.

L'analyse a été menée sur deux versions de ces données : d'une part les données brutes, pour lesquelles la calibration est faite dans le domaine fréquentiel en appliquant la valeur courante de la fonction de transfert du détecteur, et d'autre part les données reconstruites pour lesquelles la calibration a été réalisée en amont, dans le domaine temporel. Les paramètres liés à l'analyse proprement dite sont les suivants :

- La bande d'analyse est comprise entre 50 Hz et 2 kHz.
- La densité spectrale de bruit est calculée une première fois sur la première heure de données, puis moyennée avec la densité spectrale de bruit courante.
- On utilise un seul template correspondant à un signal généré par un système composé de 2 objets ayant pour masse $M_1 = M_2 = 3M_\odot$, à l'ordre PN2.
- La sortie des filtres en phase et en quadrature est monitorée grâce un RMS glissant sur 300 secondes. Le rapport entre la sortie des filtres recombinaison et le RMS glissant définit le SNR de l'événement.
- Un candidat est stocké dans un frame lorsque le SNR est supérieur à 5.

8.5.1 Monitoring de la distance horizon

Il s'agit ici de suivre l'évolution au cours du temps de la distance à laquelle se trouve l'horizon du détecteur, c'est à dire la distance maximale à laquelle doit se trouver une source orientée de façon optimale pour produire un SNR excédant une valeur minimale fixée plus ou moins arbitrairement ici à 8. Les templates étant calculés pour une source située à 1 Mpc, on peut aisément calculer le SNR que produirait une source à cette distance :

$$SNR_{1 \text{ Mpc}} = \frac{S_{1 \text{ Mpc}}}{\sqrt{N^2}} \quad (8.24)$$

avec S qui vaut :

$$S = 2\sqrt{\int_0^{+\infty} \frac{|\tilde{T}(f)|^2}{S_n(f)} df} \quad (8.25)$$

$S_n(f)$ étant la valeur courante de la densité spectrale de bruit. $\sqrt{N^2}$ est évalué à partir du niveau de bruit courant du signal filtré. On extrait finalement :

$$\frac{D_{\text{horizon}}}{1 \text{ Mpc}} = \frac{SNR_1 \text{ Mpc}}{8} \quad (8.26)$$

L'évolution de la distance de l'horizon pendant la période sélectionnée est reportée en figure 8.5 pour trois couples de masses différents : $(1.4 M_\odot, 1.4 M_\odot)$, $(3 M_\odot, 3 M_\odot)$ et $(10 M_\odot, 10 M_\odot)$.

L'amplitude du signal augmentant avec la masse du système, on s'attend à voir l'horizon évoluer dans le même sens. Cet effet est néanmoins tempéré par le fait que la fréquence de la dernière orbite stable décroît lorsque la masse du système augmente, ce qui réduit la bande de fréquence du signal. C'est notamment significatif pour un couple de deux étoiles de $10M_\odot$ pour lequel la fréquence de LSO atteint à peine 500 Hz, conduisant à une perte de la moitié du SNR comparé à un signal s'étendant jusqu'au kHz.

En ce qui concerne l'évolution de l'horizon au cours du temps, on observe une lente décroissance de la distance sur la période considérée, traduisant une détérioration progressive de la sensibilité du détecteur. Outre cette tendance générale, on distingue deux périodes au cours desquelles la sensibilité du détecteur empire brutalement. La première, durant quelques dizaines de secondes, correspond à une intervention humaine sur le système de contrôle du mode cleaner d'entrée (figure 8.7). La deuxième, s'étendant sur la dernière heure de données correspond à l'enclenchement d'une boucle d'asservissement bruyante sur le système d'injection (figure 8.8).

Pour la suite un veto a été appliqué sur ces deux périodes identifiées comme étant de mauvaise qualité.

8.5.2 Analyse de candidats (données brutes)

La distribution du SNR et le taux de déclenchement en fonction du temps pour les candidats sélectionnés sur les données brutes sont représentés sur la figure 8.6. La distribution du SNR est relativement étroite et présente peu d'événements à fort SNR. Par ailleurs, l'évolution du taux de déclenchement est relativement uniforme sans période présentant un fort afflux d'événements.

Une analyse des temps d'arrivée des contributions permet d'identifier 3 candidats présentant le plus fort SNR. Les deux événements à plus fort SNR correspondent en fait à

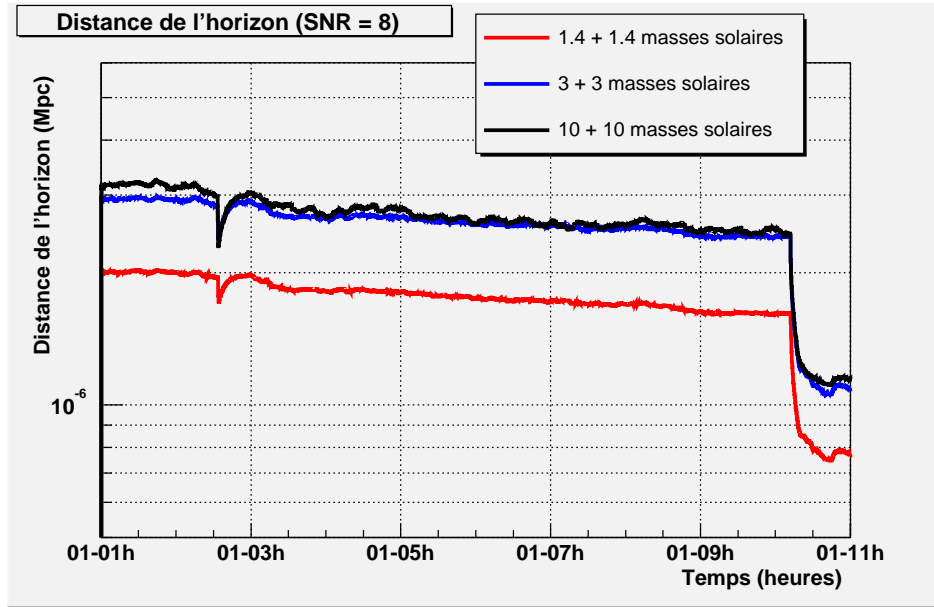


FIG. 8.5 – Représentation de la distance horizon sur 10 h de données du run E4 et pour 3 couples de masses. On fixe le SNR attendu à 8.

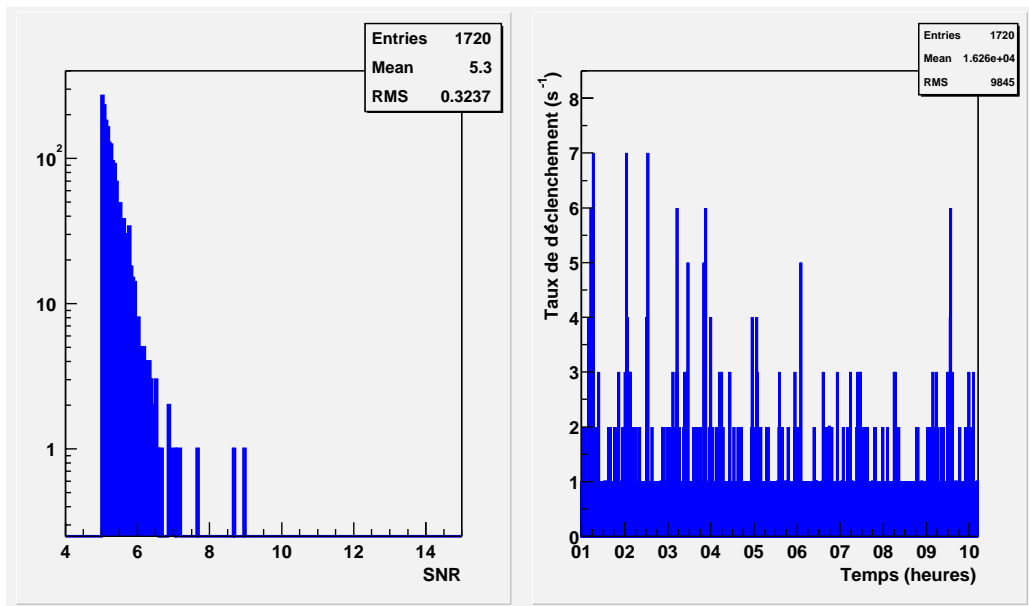


FIG. 8.6 – Distribution du SNR et taux de déclenchement observé sur 10 h de données brutes du run E4.

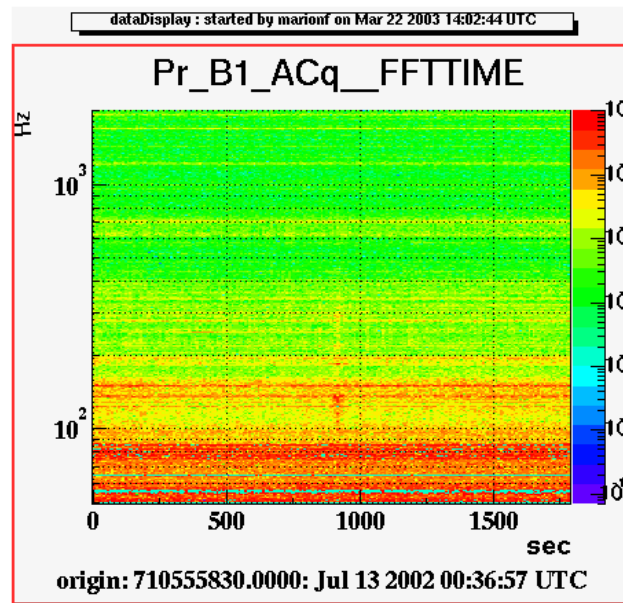


FIG. 8.7 – Représentation temps fréquence du signal de frange noire mettant en évidence une augmentation du bruit de l'interféromètre corrélée avec une intervention humaine sur le détecteur.

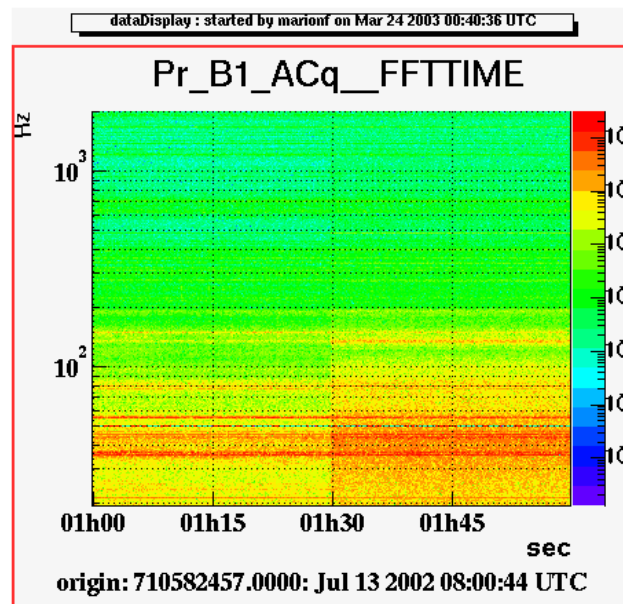


FIG. 8.8 – Représentation temps fréquence du signal de frange noire mettant en évidence l'apparition de l'augmentation du niveau de bruit dans le détecteur sur la dernière heure de données analysées. Ce bruit est corrélé avec la fermeture d'une boucle d'asservissement dans le système d'injection.

une même période temporelle où le bruit de l'ITF augmente brutalement dans une bande de fréquence étroite vers 1100 Hz (figure 8.10). Le troisième événement correspond à une augmentation du bruit davantage répartie dans la bande d'analyse (figure 8.11). Le bruit très localisé en fréquence du premier événement n'est pas compatible avec la répartition du SNR en fonction de la fréquence attendue pour une coalescence binaire et il peut facilement être exclu des candidats potentiels par un test de compatibilité avec un *chirp* de type χ^2 [36]. C'est en revanche moins évident pour le deuxième événement où le bruit est davantage réparti dans la bande de fréquences. Pour cet événement il faudrait analyser les canaux auxiliaires du détecteur afin d'y chercher une éventuelle anomalie permettant de mettre un veto.

8.5.3 Analyse comparative (données reconstruites)

La même analyse a ensuite été effectuée sur les données reconstruites afin d'estimer la qualité de la reconstruction par comparaison des distributions d'événements sélectionnés sur les données brutes et sur les données reconstruites.

L'évolution de la distance de l'horizon calculée avec les données reconstruites est comparée sur la figure 8.9 à celle obtenue avec les données brutes, pour $1.4 M_\odot$ et $3 M_\odot$. Cette comparaison montre un bon accord.

Le résultat de la sélection de candidats est présenté sur la figure 8.12. Il montre d'une part que le nombre d'événements sélectionnés dans les deux cas est compatible et que, d'autre part, les formes des distributions sont relativement similaires. Sur la figure représentant le taux de déclenchement en fonction du temps on n'observe pas de structure particulière ni de "bouffée" d'événements, pouvant être directement liées à la mise à jour des constantes de calibration¹.

Une comparaison des temps d'arrivée des événements permet d'associer les événements issus des deux analyses. On constate que pour un seuil de SNR fixé à 5, 44% des événements sélectionnés dans les données brutes sont aussi sélectionnés dans les données reconstruites. La différence de temps d'arrivée sur ces événements est de l'ordre de $250 \mu s$, ce qui correspond au retard introduit par le filtre de reconstruction des données (figure 8.13). Ce taux d'association relativement modeste est dû à un effet de seuil lié à la dispersion observée au niveau du SNR. Celle-ci est clairement visible sur la figure 8.14 qui présente le SNR obtenu sur les données brutes en fonction du SNR obtenu sur les données reconstruites. La distribution ainsi obtenue est assez large, avec un RMS pour la différence de

¹Un premier essai sur des données reconstruites utilisant une procédure de mise à jour des coefficients différente avait fait apparaître des "bouffées" d'événements à une fréquence correspondant aux changements de coefficients de calibration.

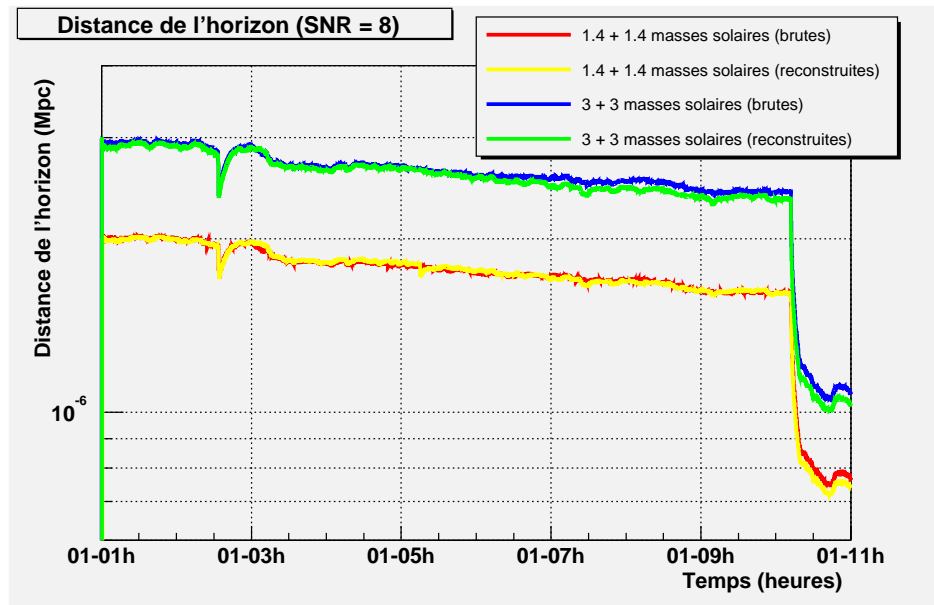


FIG. 8.9 – Représentation de la distance horizon sur 10 h de données du run E4 (données brutes et données reconstruites) et pour 2 couples de masses. On fixe le SNR attendu à 8.

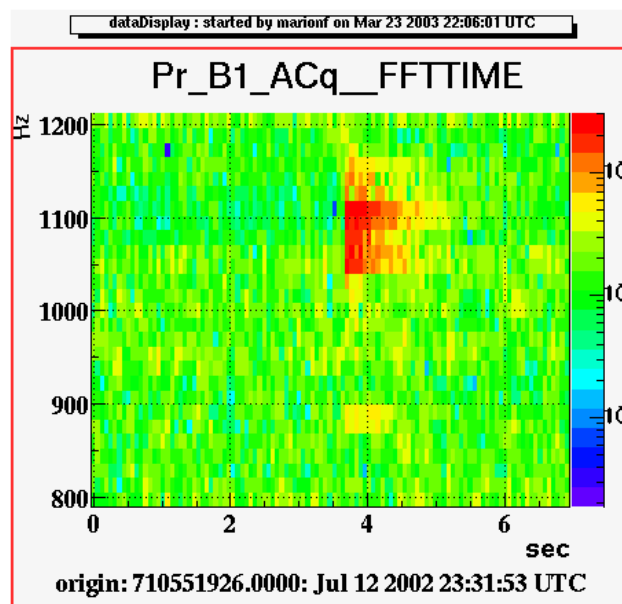


FIG. 8.10 – Représentation temps-fréquence du signal de frange noire autour du temps d'arrivée des deux premiers événements les plus forts.

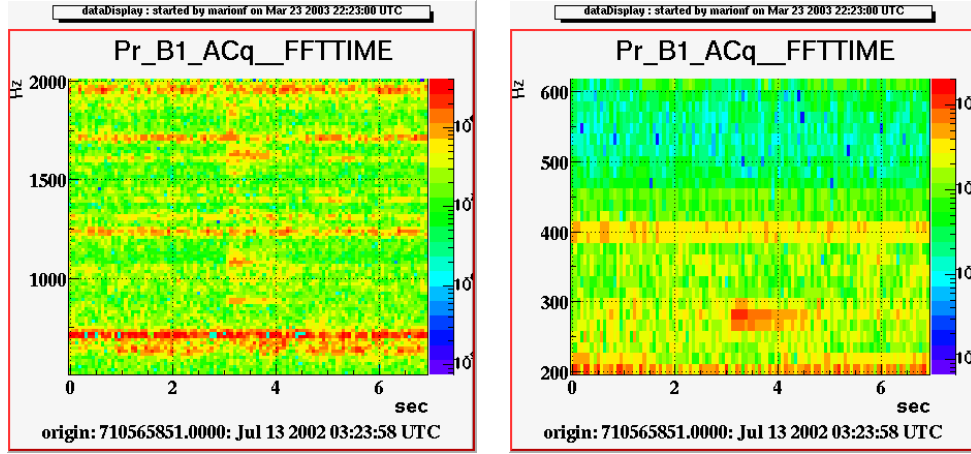


FIG. 8.11 – Représentation temps-fréquence du signal de frange noire autour du temps d'arrivée du troisième événement le plus fort.

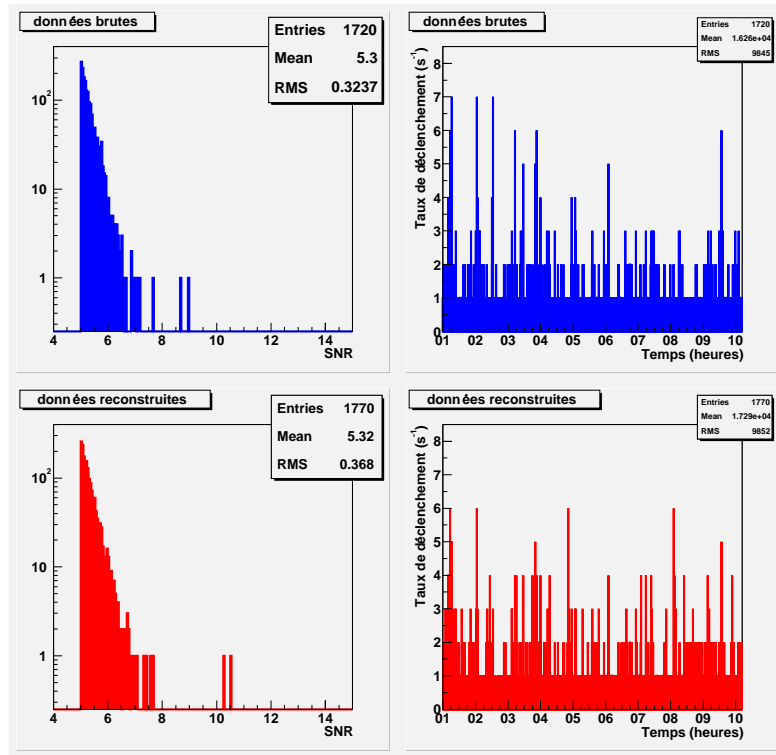


FIG. 8.12 – Distribution du SNR et taux de déclenchement observé sur 10 h de données brutes (haut) et reconstruites (bas) du run E4.

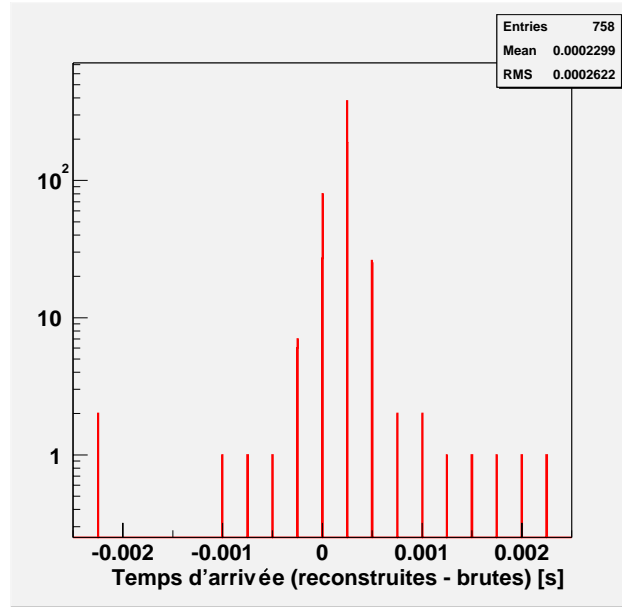


FIG. 8.13 – Différences de temps d'arrivée sur les événements sélectionnés dans les données brutes et dans les données reconstruites et ayant pu être associés. Compte tenu de la définition du temps d'arrivée utilisé (recherche de l'échantillon maximum) ce temps est un multiple de la période d'échantillonnage ($250 \mu\text{s}$)

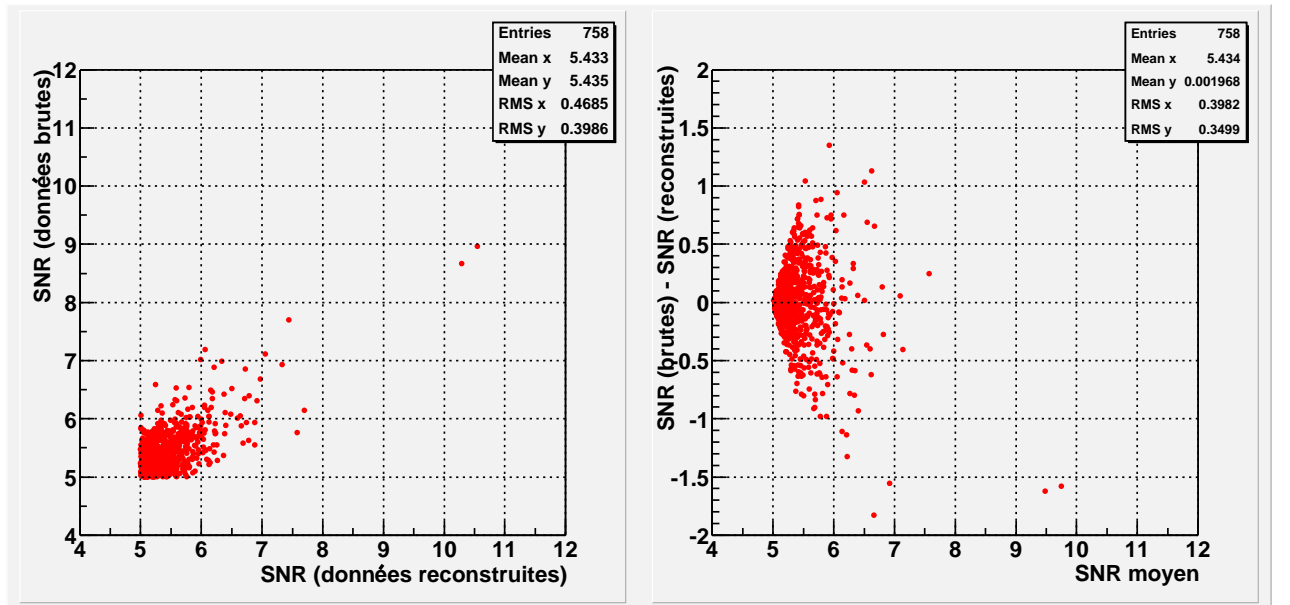


FIG. 8.14 – SNR obtenu sur les données brutes en fonction du SNR obtenu sur les données reconstruites (gauche). Différence de SNR en fonction du SNR moyen (droite)

SNR de l'ordre de 7% en moyenne, dont l'origine devra être identifiée, mais sans biais systématique.

Par ailleurs les trois événements à plus fort SNR obtenus sur les données brutes sont également les trois événements donnant le plus fort SNR dans les données reconstruites. Ils sont identifiés aux mêmes temps, à $250 \mu s$ près.

8.6 Conclusion

Un algorithme de recherche de signaux de coalescences binaires a été testé sur des données. La première mise à l'épreuve a été effectuée sur des données simulées contenant des signaux physiques. L'intégration des outils d'analyse a permis d'obtenir des résultats prometteurs puisque presque tous les événements simulés à fort SNR ont été détectés.

Le deuxième test a consisté à confronter l'algorithme aux données du run E4, sur les données brutes d'une part et sur les données reconstruites d'autre part. D'une manière générale cela a permis de tester la robustesse de l'algorithme et de caractériser, d'une manière autre que la courbe de sensibilité, le bruit de l'interféromètre au cours du temps. Enfin, la comparaison entre les résultats issus des données brutes et issus des données reconstruites a permis de vérifier que la procédure de reconstruction n'introduisait pas d'artefacts susceptibles de simuler des signaux physiques, et que les analyses menées dans les deux configurations conduisaient à des résultats similaires, même si des différences existent notamment au niveau du SNR obtenu.

Conclusion

Ce mémoire a présenté les travaux menés sur l'interféromètre central pour obtenir une calibration appropriée des données. Ils incluent des opérations à un niveau local (étalonnage de l'électronique du système de détection, développement d'un banc de calibration optique) et à un niveau global (mesure, caractérisation et exploitation de la fonction de réponse du détecteur).

Certains des résultats acquis seront directement transposables au détecteur VIRGO dans sa configuration finale, dont l'installation s'achève en ce moment. C'est notamment le cas de ceux obtenus sur l'électronique du système de détection, la dernière campagne de mesures ayant été menée sur les cartes finales, d'ores et déjà installées sur le site.

D'un autre côté, le passage à un détecteur de meilleure sensibilité va permettre l'exploitation du nouveau dispositif de calibration optique apportant une redondance appréciable dans la caractérisation de la réponse de l'instrument. A ce niveau, si les résultats obtenus avec le CITF ne seront pas directement applicables en raison de changements importants dans la configuration de l'interféromètre ainsi que dans ses contrôles, l'expérience acquise et les outils développés pour le CITF seront un point de départ précieux.

Un aspect important de la réponse instrumentale est sa variation au cours du temps. On a vu que des limitations techniques sur le CITF ont à la fois amplifié ce phénomène et entravé sa prise en compte. Ces limitations devant disparaître dans VIRGO, on s'attend à une tâche facilitée à l'avenir - en dépit d'une configuration optique plus complexe - d'autant que les améliorations progressivement apportées au détecteur contribueront à en augmenter la stabilité.

Enfin il va sans dire qu'avec un détecteur sensible la recherche de signaux physiques va devenir essentielle. Embryonnaire sur le CITF et menée essentiellement à des fins de diagnostic, elle va représenter l'aboutissement et la raison d'être de la mise en œuvre de ce détecteur d'un type nouveau qu'est VIRGO.

Annexe A

Incertitudes sur le module et la phase d'une fonction de transfert

Cette annexe décrit la paramétrisation utilisée pour décrire les incertitudes sur le module et la phase d'une fonction de transfert.

A.1 RMS observé

La première étape consiste à observer les variations du module et de la phase d'une fonction de transfert calculée à partir des signaux simulés S et S' :

$$S = g_1 \quad (A.1)$$

$$S' = ag_1 + bg_2 \quad (A.2)$$

où g_1 et g_2 sont deux générateurs de bruit blanc gaussien. Le bruit généré a une moyenne nulle et un RMS unité.

La fonction de transfert est calculée à partir de l'outil FrvTF pour lequel le module et la phase sont définies comme suit, avec R la réponse au signal d'excitation S :

$$module = \sqrt{\frac{\langle Reel(\tilde{S}\tilde{R}^*) \rangle^2 + \langle Im(\tilde{S}\tilde{R}^*) \rangle^2}{\langle |\tilde{R}|^2 \rangle}} \quad (A.3)$$

$$phase = atan2(\langle Im(\tilde{S}\tilde{R}^*) \rangle, \langle Reel(\tilde{S}\tilde{R}^*) \rangle) \quad (A.4)$$

La figure A.1 montre l'évolution du RMS sur le module (qui en moyenne vaut 1) et sur la phase (qui en moyenne vaut 0) en fonction du nombre de moyennes faites sur la fonction de transfert (nCall), pour $a = b = 1$.

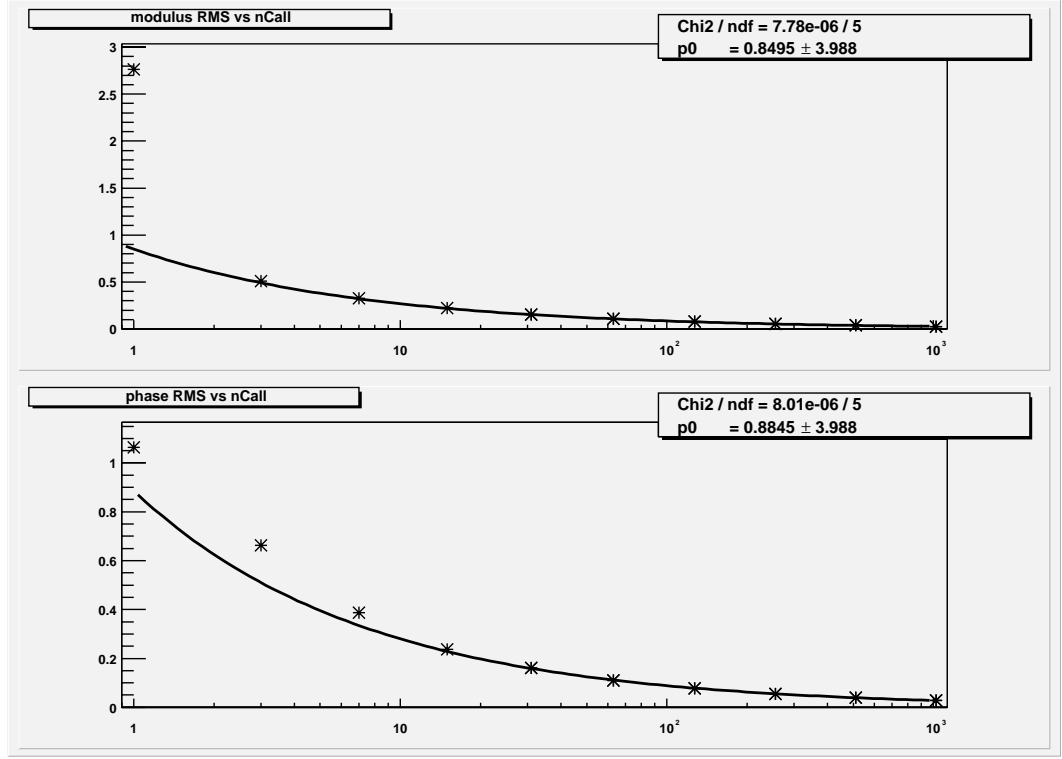


FIG. A.1 –

La figure montre également le résultats de fits en $1/\sqrt{nCall}$ réalisés sur les 6 derniers points :

$$\delta M = \alpha / \sqrt{nCall} \quad \alpha = 0.85 \quad (a = b = 1) \quad (A.5)$$

$$\delta P = \beta / \sqrt{nCall} \quad \beta = 0.88 \quad (a = b = 1) \quad (A.6)$$

Le RMS observé est en accord avec le fit dès $nCall = 3$, pour la phase il faut attendre $nCall = 15$.

– Pour $a = 2$, $b = 1$, α ne change pas, β est divisé par 2

– Pour $a = 1$, $b = 0.5$, α et β sont divisés par 2.

On en conclut que $\delta M/M$ et δP sont des quantités qui varient toutes les deux avec b/a .

Une quantité qui vaut b/a est $\sqrt{(1-C)/C}$, où C est la cohérence entre les signaux S et S' et dont le module et la phase sont définis comme suit :

$$module = \frac{< Reel(\tilde{S}^* \tilde{R}) >^2 + < Im(\tilde{S}^* \tilde{R}) >^2}{\sqrt{< |\tilde{S}^2| > \times < |\tilde{R}^2| >}} \quad (A.7)$$

$$phase = atan2(< Im(\tilde{S}^* \tilde{R}) >, < Reel(\tilde{S}^* \tilde{R}) >) \quad (A.8)$$

A.2 Résultats

L'incertitude sur le module et la phase s'écrit alors :

$$\frac{dM}{M} = \alpha \sqrt{\frac{(1-C)}{C}} \frac{1}{\sqrt{nCall}} \quad \text{avec} \quad \alpha = 0.85 \quad (A.9)$$

$$dP = \beta \sqrt{\frac{(1-C)}{C}} \frac{1}{\sqrt{nCall}} \quad \text{avec} \quad \beta = 0.88 \quad (A.10)$$

A.3 Vérification

Pour vérifier si l'erreur présumée est raisonnable on regarde ce que vaut le χ^2 (normalisé) d'un fit réalisé avec cette erreur

La figure A.2 montre le résultat des ajustements obtenus sur le module et la phase de la fonction de transfert \tilde{S}'/\tilde{S} avec S et S' définis comme précédemment ($a = b = 1$).

La figure A.3 montre le résultat des ajustements obtenus sur le module et la phase de la fonction de transfert \tilde{S}'/\tilde{S} avec $S = g_1$ et $S' = f(g_1) + g_2$ où $f(g_1)$ est obtenu en filtrant g_1 avec un filtre passe-bas du premier ordre (fréquence de coupure 1 Hz). Les paramètres libres de l'ajustement sont le gain et la fréquence de coupure pour le module, la fréquence de coupure pour la phase. La fenêtre d'ajustement est restreinte sur la phase afin d'exclure la gamme de fréquences où la phase saute de 2π à -2π .

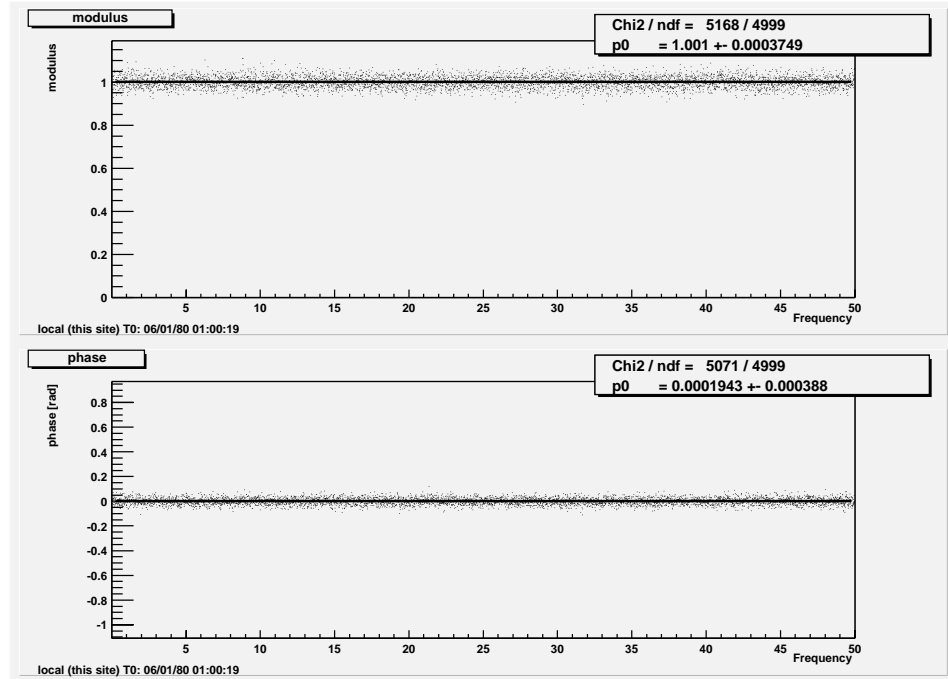


FIG. A.2 –

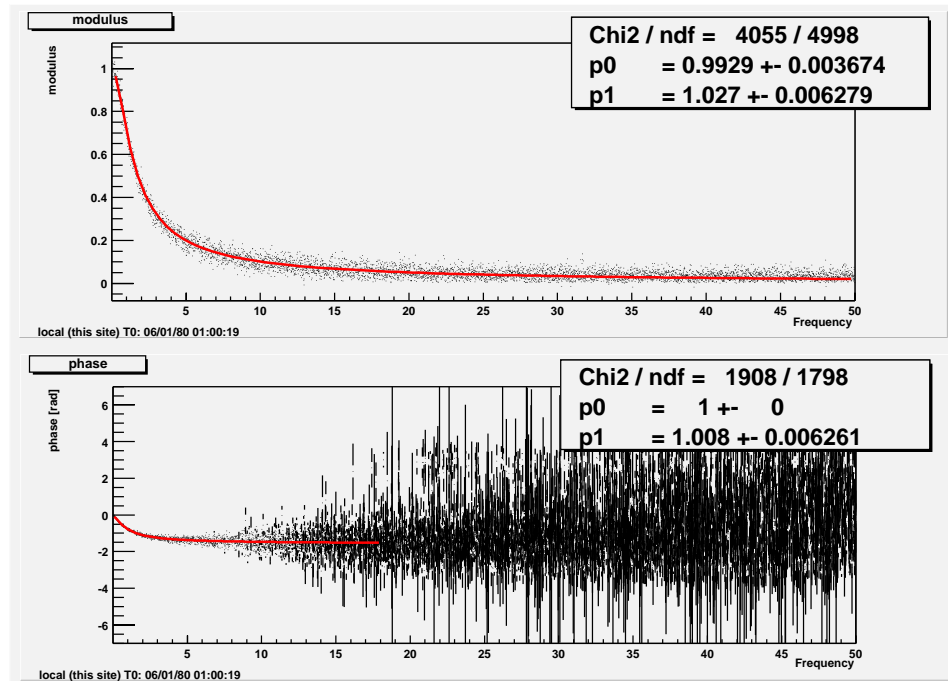


FIG. A.3 –

Annexe B

Fonctions de transfert et gains optiques des runs techniques

B.1 E0

	f(Hz)	Q
pôle réel (triple)	0.01	-
zéro réel	0.6	-
zéro réel (double)	3	-
zéro réel	5	-
zéro complexe	50	200
pôle complexe	50	10
pôle complexe	400	0.5
pôle simple	1000	-

TAB. B.1 – Pôles et zéros du filtre de contrôle longitudinal (mode commun)(E0)

	B1p	B1
α [m/V]	$3.28 \cdot 10^{-7}$	-

TAB. B.2 – gain optique (E0)

χ^2/ndf	7807/19596
Gain	$1.73 \cdot 10^9$
Retard [μ s]	-187
Phase [rad]	-0.07
Pôle [Hz]	282

TAB. B.3 – Paramètres de l'ajustement sur la fonction de transfert en boucle fermée (E0)

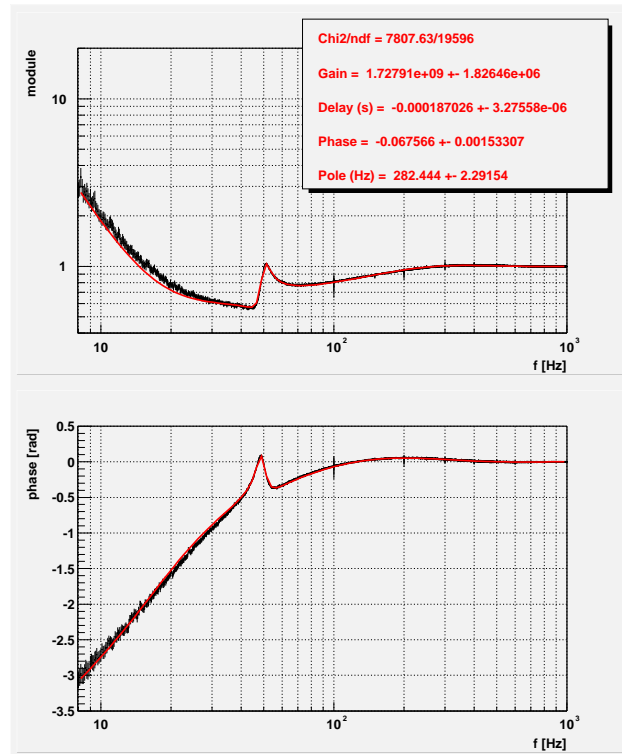


FIG. B.1 – Module et phase de la fonction de transfert en boucle fermée (E0)

B.2 E1

	f(Hz)	Q
pôle réel (triple)	0.01	-
zéro réel	0.6	-
zéro réel (double)	3	-
zéro réel	5	-
zéro complexe	50	200
pôle complexe	50	10
pôle complexe	400	0.5
pôle simple	1000	-

TAB. B.4 – Pôles et zéros du filtre de contrôle longitudinal (mode commun)(E1)

	B1p	B1
α [m/V]	$2.02 \cdot 10^{-7}$	-

TAB. B.5 – gain optique (E1)

χ^2/ndf	3183/2156
Gain	$2.51 \cdot 10^9$
Retard [μ s]	-258
Phase [rad]	-0.03
Pôle [Hz]	131

TAB. B.6 – Paramètres de l'ajustement sur la fonction de transfert en boucle fermée (E1)

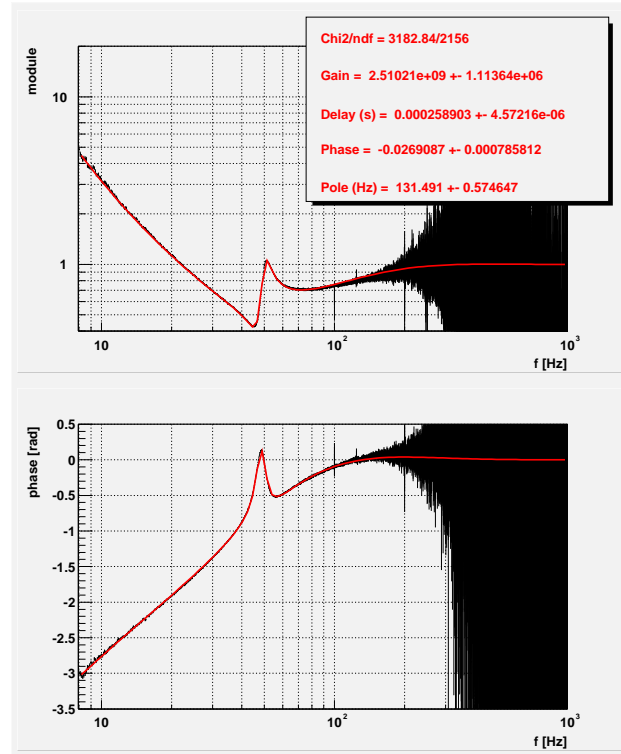


FIG. B.2 – Module et phase de la fonction de transfert en boucle fermée (E1)

B.3 E2

	f(Hz)	Q
pôle réel	0.01	-
zéro complexe	10	0.5
pôle complexe	800	0.5
pôle simple	1000	-

TAB. B.7 – Pôles et zéros du filtre de contrôle longitudinal (mode commun)(E2)

	B1p	B1
α [m/V]	$4.5 \cdot 10^{-9}$	-

TAB. B.8 – gain optique (E2)

χ^2/ndf	5228/2156
Gain	$1.94 \cdot 10^6$
Retard [μ s]	-238
Phase [rad]	0.007
Pôle [Hz]	485

TAB. B.9 – Paramètres de l'ajustement sur la fonction de transfert en boucle fermée (E2)

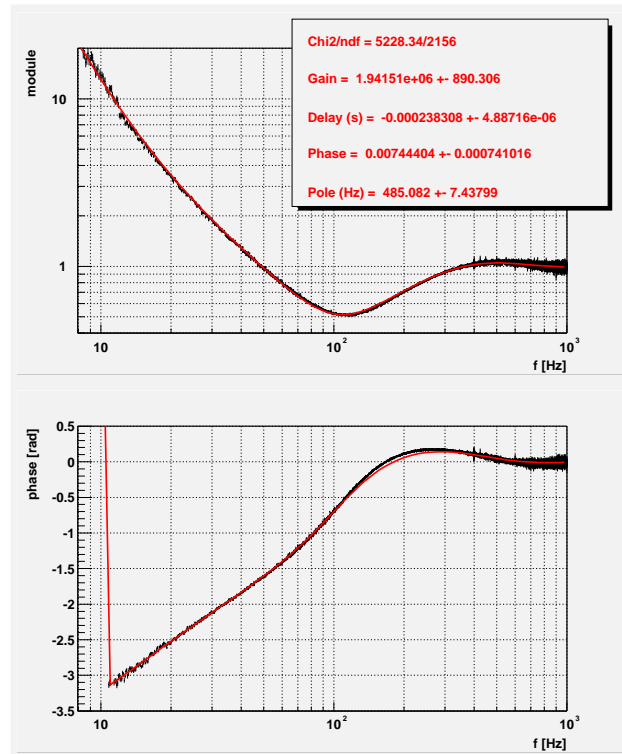


FIG. B.3 – Module et phase de la fonction de transfert en boucle fermée (E2)

B.4 E3

	f(Hz)	Q
intégrateur pur (double)	0	-
zéro simple	6	-
zéro complexe	10	0.5
pôle complexe	800	0.5
pôle simple	1000	-

TAB. B.10 – Pôles et zéros du filtre de contrôle longitudinal (mode commun)(E3)

	B1p	B1
α [m/V]	$9.7 \cdot 10^{-10}$	$1.65 \cdot 10^{-10}$

TAB. B.11 – gain optique (E3)

χ^2/ndf	24149.4/3596
Gain	$3.25 \cdot 10^6$
Retard [μ s]	$-9 \cdot 10^{-7}$
Phase [rad]	-0.04
Pôle [Hz]	208

TAB. B.12 – Paramètres de l'ajustement sur la fonction de transfert en boucle fermée (E3)

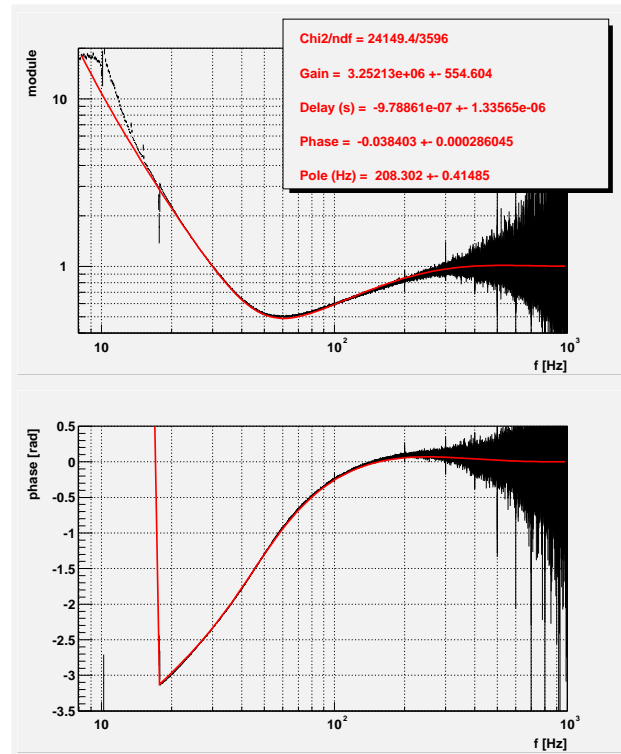


FIG. B.4 – Module et phase de la fonction de transfert en boucle fermée (E3)

B.5 E4

	f(Hz)	Q
pôle simple	0.01	-
zéro complexe	10	0.5
pôle complexe	800	0.5
pôle simple	1000	-

TAB. B.13 – Pôles et zéros du filtre de contrôle longitudinal (mode commun)(E4)

	B1p	B1
α [m/V]	$1.14 \cdot 10^{-9}$	$7.97 \cdot 10^{-10}$

TAB. B.14 – gain optique (E4)

χ^2/ndf	24149.4/3596
Gain1 (mode diff)	$1.27 \cdot 10^6$
Retard [μ s](mode diff)	-397
Phase [rad] (mode diff)	-0.03
Pôle [Hz]	480
Gain2 (mode commun)	$1.05 \cdot 10^6$
Retard [μ s](mode commun)	-882
Phase [rad] (mode commun)	-0.06
Gain3 (couplage)	24.4

TAB. B.15 – Paramètres de l'ajustement sur la fonction de transfert en boucle fermée (E4)

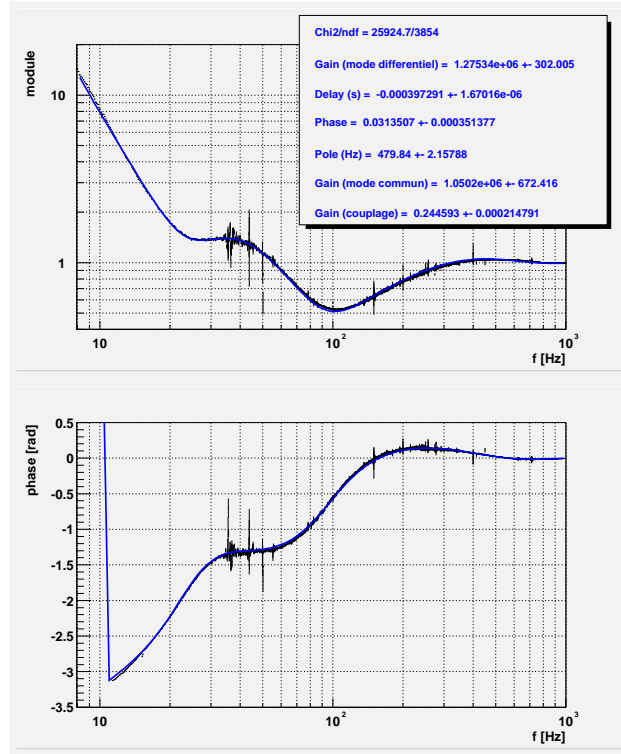


FIG. B.5 – Module et phase de la fonction de transfert en boucle fermée (E4)

Bibliographie

- [1] P. Saulson, World Scientific (1994)
Interferometric gravitational wave detectors
- [2] J.H. Taylor, R.N. Manchester and A.G. Lyne, The Astrophysical Journal Supplement Series, Vol 88, No 2, 529-568 (1993)
Catalog of 558 Pulsars
- [3] T. Damour et N. Deruelle, Annales de l'Institut Henri Poincaré, 44 263 (1986)
- [4] K.S. Thorne, ed. Cambridge University Press, Cambridge(1987)
Gravitationnal Radiation in 300 Years of Gravitation
- [5] P. Tourrenc, Ecole d'été de physique des particules de Gif-sur-Yvette (1993)
Relativité Générale et Ondes Gravitationnelles
- [6] M.E. Gertsenshtein, V.I Pustovoit, Soviet Physics - JETP, 16, 433, (1962)
- [7] S. Weinberg, J. Wiley & Sons (1972)
Gravitation and cosmology
- [8] V. Ferrari, 1st VIRGO-SIGRAV SCHOOL ON GRAVITATIONAL WAVES
The quadrupole formalism
- [9] T.Zwerger et E. Müller, Astron. Astrophys. 320 209 (1997)
- [10] VIRGO collaboration, (1989)
Proposal for the construction of a large interferometric detector of Gravitation-

BIBLIOGRAPHIE

nal Waves

- [11] L. Schupp, Workshop on gravitational Wave Detectors, Munich (1988)
- [12] R.W.P Drever, Proc. Les Houches Summer Institute, ed. TPiran and N,Deruelle (1982)
Interferometric detectors for gravitational radiation
- [13] VIRGO collaboration, (1992)
Final Conceptual Design
- [14] G. Losurdo, Tesi di perfezionamento in Fisica (1998)
- [15] H.B Callen, R.F Greene, Phys. Rev, 86, 702 (1952)
- [16] G. Giordano, Note VIR-NOT-FRA-1390-131 (1999)
CITF optical parameters
- [17] A. Abramovici et al, Science, 256 325 (1992)
- [18] K. Danzmann et al, Lectures Notes in Physics, 410 184 (1992)
- [19] B. Meers, Phys. rev., D 38 2317-2326 (1988)
- [20] K. Tsubono, Gravitational wave experiments, p.112, Ed. E. Coccia and G. Pizella and F. Ronga, World Scientific, Singapore
- [21] B. Bernardini et al, Review of Scientific Instruments 70 8 3463-3472 (1999)
Suspension last stages for the mirrors of the Virgo interferometric gravitational wave antenna
- [22] R. Flaminio et P. Puppo, Note VIR-NOT-LAP-1390-139 (1999)
The external Detection Bench
- [23] L. Derome, Thèse de l'Université de Savoie (1999)

- [24] O. Véziant, Rapport de stage de DEA (1999)
La calibration de l'électronique du banc de détection dans l'expérience VIRGO
- [25] R. Flaminio et H. Heitmann, *Physics Letters A* 214 112-122 (1996)
Longitudinal control of an interferometer for the detection of gravitational waves
- [26] L. Holloway et al., Note VIR-NOT-PIS-1390-182 (2001)
Feedback of interferometer error signal to upper suspension
- [27] M. Barsuglia et al., Note VIR-NOT-LAP-1390-224 (2002)
CITF commissioning final report
- [28] A. Bozzi et al Review of Scientific Instruments 73 5 2143-2149 (2002)
Last stage control and mechanical transfer function of the Virgo suspensions
- [29] F. Marion *et al*, *Astroparticle Physics* 15 383-389 (2001)
Estimation of the need accuracy for the calibration of the VIRGO interferometer in relation to the detection of coalescing binaries
- [30] R. Flaminio, Note VIR-NOT-LAP-1390-203 (2002)
Interferometer low frequency sensitivity during the E1 run : a non-linear effect
- [31] A. Oppenheim et R. Schafer, Prentice-Hall International Editions p 206-210 (1975)
Digital signal processing
- [32] VIRGO collaboration, (submitted to the VIRGO editorial board, 20 december 2002)
Commissioning the central interferometer of the gravitational wave detector Virgo
- [33] L. Matone, Thèse de l'Université de Paris XI Orsay (1999)
- [34] B.S Sathyaprakash et S. V. Dhurandhar, *Phys. Rev. D* 44, 3819 (1991)
S. V. Dhurandhar et B.S Sathyaprakash, *Phys. Rev. D* 49, 1707 (1994)
- [35] N. Wiener, Wiley ed. :New York (1949)
Interpolation and smoothing of stationarity Time Series with Engineering Applica-

tions

- [36] Observational Limit on Gravitational Waves from Binary Neutron Stars in the Galaxy

Allen, B., Blackburn, J.K., Brady, P.R., Creighton, J.D.E., Creighton, T., Droz, S., Gillespie, A.D., Hughes, S.A., Kawamura, S., Lyons, T.T., Mason, J.E., Owen, B.J., Raab, F.J., Regehr, M.W., Sathyaprakash, B.S., Savage Jr., R.L., Whitcomb, S., and Wiseman, A.G. Phys. Rev. Lett., 83, 1498-1501 (1999)

Remerciements

Je tiens à remercier Jacques Colas de m'avoir accueilli au Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules et d'avoir accepté la présidence du jury.

Francesco Fidecaro, Fulvio Ricci, Matteo Barsuglia et Jacques Dumarchez ont bien voulu porter attention à ce travail et le juger, qu'ils en soient sincèrement remerciés. Leurs remarques ont été pour mon travail de thèse et pour moi-même très enrichissantes.

Mes remerciements iront ensuite à l'ensemble des membres de l'équipe VIRGO du LAPP avec lesquelles ce fut un réel plaisir de travailler. Qu'ils soient convaincus de ma gratitude pour leur aide efficace et amicale. Merci donc à Damir Buskulic, Alain Masserot, Francois Moreau, Edwige Tournefier, Didier Verkindt et Michel Yvert.

J'aimerais remercier la petite mais chaleureuse équipe calibration. Merci à Sébastien Vilalte pour tout le travail électronique qu'il a fait mais aussi pour sa bonne humeur communicative. Merci à Laurent Fournier pour l'ensemble des développements informatiques effectués, pour la compréhension dont il a fait preuve dans le bureau pendant la délicate période de rédaction, et qui m'a fait l'amitié d'une relecture du manuscrit. Merci à Benoît Mours qui par ses conseils précieux, son exigence, son esprit critique m'a certainement beaucoup appris. Merci à Raffaele Flaminio qui a su, avec patience, apporter des réponses claires et pédagogiques à mes innumérables interrogations sur le fonctionnement du détecteur.

Merci aussi à l'équipe technique emmenée par Bruno Lieunard et Laurent Journet qui, en plus de leur sympathie, ont su faire preuve de beaucoup d'efficacité pour confectionner les pièces mécaniques dont j'avais besoin et d'une infinie patience pour ajuster les simulations.

J'aimerais remercier Julien Ramonet pour la solidarité qu'il m'a témoigné et sa compagnie toujours agréable et réconfortante durant les nombreux week end passés au laboratoire. Je souhaite par la même occasion bon courage à Fabrice Beauville pour la suite de l'aventure.

J'aimerais saluer tous les membres du laboratoire pour leur accueil sympathique, tous les bons moments partagés et remercier particulièrement Myriam Froger, Nicole Berger, Marie-Claude Lacombe, Chantal Claus, Brigitte Putanier pour toutes leurs chaleureuses

petites attentions et pour m'avoir soustrait à nombre de problèmes administratifs.

Merci à ma famille, ainsi qu'à mes amis pour leur soutien constant et leurs encouragements.

Enfin je ne saurais oublier celle à qui cette thèse doit le plus, celle qui a su me guider tout au long de cette aventure avec une constante disponibilité, une patience et un enthousiasme qui sont pour beaucoup dans l'accomplissement de ce travail. Celle qui par sa générosité dans les conseils et les encouragements fut pour moi d'un très grand réconfort. Merci Frédérique, trouve ici le témoignage de ma profonde reconnaissance.

Résumé

Le but de l'expérience VIRGO est la détection des ondes gravitationnelles avec un interféromètre de Michelson ayant des bras de 3 km de long. Avant que l'instrument complet ne soit disponible, la technologie développée pour VIRGO a été testée sur un interféromètre de taille réduite (interféromètre central ou CITF). Celui-ci a permis de recueillir les premières données techniques de l'expérience. L'objet de cette thèse est la calibration des données du CITF. Ce travail inclut des opérations à un niveau local comme l'étalonnage de l'électronique du système de détection et à un niveau global avec la mesure et la caractérisation de la fonction de réponse du détecteur. Celle-ci est ensuite exploitée pour déconvoluer les données recueillies des effets instrumentaux et évaluer ainsi la sensibilité du détecteur. Une procédure de suivi de l'évolution de cette fonction de réponse au cours du temps a été mise en place afin de produire une série temporelle de données reconstruites, c'est à dire affranchies des distorsions expérimentales. La prochaine mise en œuvre de VIRGO verra l'utilisation d'un système optique de calibration utilisant la pression de radiation d'un faisceau laser pour agir sur les miroirs de l'interféromètre et caractériser la réponse de ce dernier. Un tel système a été conçu et assemblé, et ses performances ont été testées en laboratoire. L'analyse physique succédant à l'étape d'étalonnage a été abordée au travers d'un algorithme de recherche de signaux produits par une coalescence d'étoiles binaires. Celui-ci a été mis à l'épreuve sur des données simulées puis sur les données du CITF, permettant ainsi, d'une part, d'évaluer le niveau de bruit du détecteur et, d'autre part, de vérifier les conséquences de la procédure de reconstruction appliquée aux données.

Mots clés : VIRGO, ondes gravitationnelles, étalonnage, reconstruction, coalescences d'étoiles binaires

Abstract

The aim of the VIRGO experiment is the detection of gravitational waves. The detector is based on a Michelson interferometer with three-kilometer long arms. Before the availability of the complete detector, most of the technical choices have been tested on a small scale interferometer (central interferometer or CITF). This allowed to record the first technical data of the experiment. The calibration of the CITF data has been studied in this thesis. This work involved some local operations such as the calibration of the electronics of the detection system, and also some more global operation such as the characterisation of the detector response function. The latter is used to unfold the data from experimental effects and to estimate the detector sensitivity. A monitoring procedure of this response function has been applied to produce a time series of reconstructed data, i.e. data free from experimental distortions. The implementation of VIRGO will make use of an optical calibrator using the radiation pressure of a laser beam to act on the interferometer mirrors and characterize its response. The optical calibrator has been designed and assembled in laboratory and its performances have been measured. The physics analysis following the calibration step was tackled through a coalescing binary search algorithm. The latter was applied both on simulated data and on CITF data in order to estimate the detector noise level and to check the effects of the reconstruction procedure.

Keywords: VIRGO, gravitational waves, calibration, reconstruction, coalescing binaries